Symmetrische und asymmetrische Spaltung von Radium- und Actinium-Isotopen

Josef Weber

1974

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41551925_0047

Symmetrische und asymmetrische Spaltung von Radium- und Actinium - Isotopen

Inaugural - Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von
Josef Weber

Dezember 1973

1. Berichterstatter: Prof. Dr. H.J. Specht
2. Berichterstatter: Prof. Dr. S. Skorka
Tag der mündlichen Prüfung: 29. Januar 1974

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Meinen Eltern gewidmet

Zusammenfassung

Spaltwahrscheinlichkeiten und Fragment-Anisotropien der Kerne $^{225,227}Ra$ und $^{226,227,228}Ac$ wurden in Abhängigkeit von der Anregungsenergie getrennt für die symmetrische und asymmetrische Komponente der dreihöckrigen Massenverteilung untersucht. Die Kerne wurden dabei durch die direkten Reaktionen $^{226}Ra(^{3}He,x)$ $(x = p,d,t,\alpha)$ mit einem 23.5 MeV ^{3}He-Strahl und $^{226}Ra(d,p)$ mit einem 18 MeV d-Strahl erzeugt.

Die Ergebnisse zeigen mit Ausnahme von ^{225}Ra höhere Spaltschwellen für symmetrische als für asymmetrische Spaltung. Die Schwellwerte liegen bei Anregungsenergien von 9 MeV bzw. 9 MeV (^{225}Ra), 8.2 MeV bzw. 9.2 MeV (^{227}Ra), 8.2 MeV bzw. 9.4 MeV (^{226}Ac), 7.3 MeV bzw. 8.5 MeV (^{227}Ac) und 7.2 MeV bzw. 9.2 MeV (^{228}Ac) jeweils für die asymmetrische bzw. symmetrische Komponente. Die Vorstellung verschiedener Sattelpunkte für die beiden Komponenten wird auch durch Unterschiede in den gemessenen Anisotropien unterstützt.

Die Abhängigkeit der Spaltwahrscheinlichkeit von der Kernladungs- und Neutronen-Zahl des spaltenden Kerns wird diskutiert. Das beobachtete exponentielle Anwachsen der Spaltwahrscheinlichkeit von symmetrischer und asymmetrischer Komponente mit zunehmender Anregungsenergie wird im Rahmen des statistischen Modells untersucht; jedoch kann derzeit weder mit diesem Modell noch mit anderen theoretischen Vorstellungen der im Vergleich zur asymmetrischen wesentlich steilere Anstieg der symmetrischen Spaltkomponente mit der Anregungsenergie erklärt werden. Schliesslich werden die Konsequenzen der "Zwei-Komponenten-Hypothese" der Spaltung am Verhalten der mittleren kinetischen Fragment-Energien in Abhängigkeit von der Massenzahl und Anregungsenergie überprüft.

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung

Seite

I. Einleitung 1

II. Theoretische Gesichtspunkte

1. Theoretische Ansätze zur Interpretation der Massenverteilung bei Spaltung 5
2. Anisotropie in der Spaltfragmentwinkelverteilung 11
3. Durch direkte Reaktionen mit leichten geladenen Teilchen induzierte Spaltung 12
4. Fragmentwinkelverteilungen nach durch direkte Reaktionen induzierter Spaltung in Abhängigkeit vom Nachweiswinkel des leichten Reaktionsprodukts 13

III. Experiment

1. Allgemeines 18
2. Experimentelle Anordnung
   - 2.1 Target 18
   - 2.2 Detektoren 18
   - 2.3 Mechanischer Aufbau 19
   - 2.4 Elektronischer Aufbau 21
   - 2.5 Online-System 24

IV. Auswertung

1. Allgemeines 26
2. Programmablauf und Spektrenbeispiele 26
3. Untergrundanteile 36
4. Berechnung der Spaltwahrscheinlichkeit 39
5. Berechnung der Anisotropie 44

V. Ergebnisse

1. Spaltwahrscheinlichkeiten, Spaltschwellen und Anisotropien 46
2. Verteilungen der totalen kinetischen Energien der Fragmente in Abhängigkeit von Massenzahl und Anregungsenergie 60

VI. Schlussbemerkung 66

Anhang

1. Teilchenidentifizierung 68
2. Spaltfragmentmassenanalyse 69
3. Spaltzählerstabilisierung 71

Literaturverzeichnis 74

Lebenslauf 78

I. Einleitung

Eines der ältesten und bisher noch immer ungelösten Probleme der Kernspaltung liegt im Verständnis der Fragment-Massenverteilungen. Einige repräsentative Beispiele für solche Verteilungen sind in Abhängigkeit von der Kernladungszahl und der Anregungsenergie in Fig. 1 aufgetragen. Die durchgezogenen Linien entsprechen Niederenergiespaltung(Spontanspaltung oder induzierte Spaltung mit Anregungsenergien < 1 MeV oberhalb der Spaltbarriere), die gestrichelten Linien symbolisieren die Aenderung bei höheren Anregungsenergien (der ungefähre Wert der Anregungsenergie ist in MeV angegeben). Der auftretende Typ der Massenverteilung hängt offenbar charakteristisch von den Nukleonenzahlen Z und N des jeweils spaltenden Kerns ab. Kerne in der Bleigegend ($Z \leq 83$) spalten symmetrisch, die Aktiniden hingegen asymmetrisch [Hy 64]. Der Übergangsbereich (Ra-Gegend, $88 \leq Z \leq 91$) ist durch dreihöckrige Massenverteilungen charakterisiert [Je 58, Je 60, Br 63, Ko 68, Pe 71], d.h. symmetrische und asymmetrische Spaltung treten bei diesen Kernen gleichzeitig auf. Bei sehr hohen Ordnungszahlen (^{258}Fm) findet ein erneuter Übergang zu vorwiegend symmetrischer Spaltung statt [Jo 71]. Jedoch scheint diese Art von symmetrischer Spaltung verschieden von der in der Ra-Gegend zu sein.

Nach neueren Rechnungen zur Deformationsenergie spaltender Kerne auf der Basis der Strutinskii-Methode [St 67] werden asymmetrische Massenverteilungen gegenwärtig interpretiert als Konsequenz massenasymmetrischer (oktupol-deformierter) Schalen-Minima, die sich bereits an der äusseren Barriere auszuprägen beginnen [Mø 70, Pa 71, Pas 71, Bol 72, Mø 72, Mu 73, Pa 73]. Die Form der Massenverteilung wird also in einem adiabatischen Modell auf die Form der statischen Potentialfläche zurückgeführt. Durch Rechnungen dieser Art konnten experimentelle Befunde - wie die Existenz von Spaltisomeren oder das Auftreten von intermediärer Struktur bei induzierter Spaltung - mit dem Bild einer "doppelhöckrigen Spaltbarriere" geklärt werden. Hingegen steht ein direkter experimenteller Beweis für die Vorhersage einer

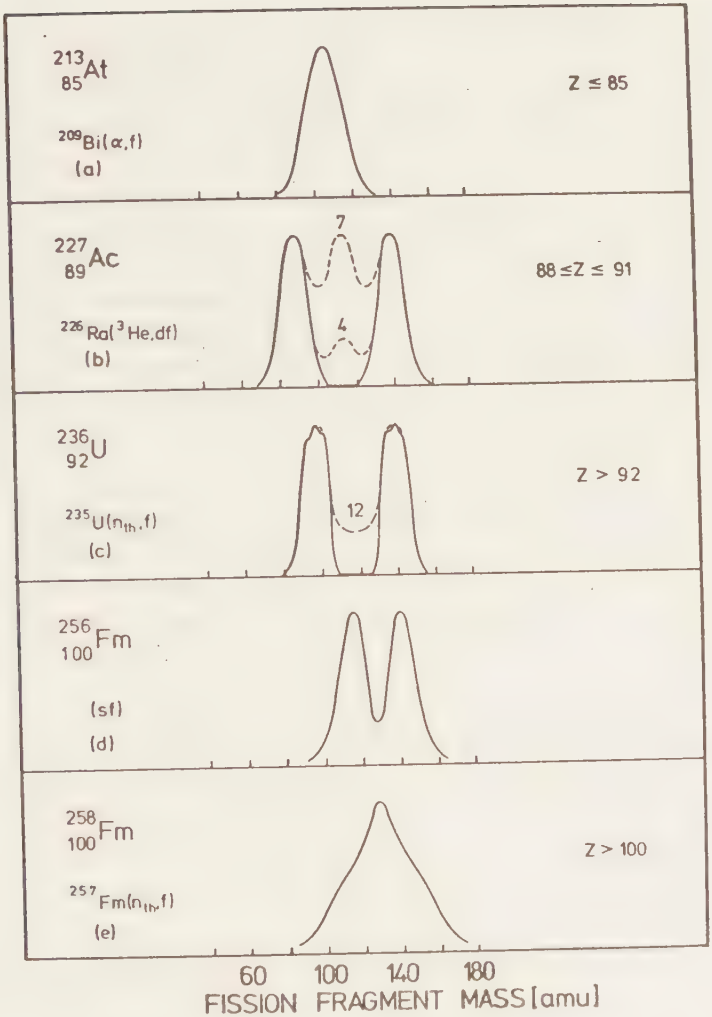


Fig. 1: Repräsentative Spaltfragment-Massenverteilungen bei verschiedenen Kernladungszahlen.

durchgezogene Linien: Spontanspaltung und Niederenergiespaltung

gestrichelte Linien: Aenderung bei höheren Anregungsenergien oberhalb der Schwelle (Zahlen in MeV)

(aus [Sp 73] entnommen)

massen-symmetrischen oder -asymmetrischen Gestalt des Kerns an der äusseren Barriere noch aus. Die Übereinstimmung der gemessenen und berechneten Barrierenhöhen ist befriedigend (siehe [Sp 73], Fig. 14), jedoch kein Beweis für die Richtigkeit solcher Vorstellungen.

Eine direkte und experimentell nachprüfbare Konsequenz der berechneten Oktupoldeformation an der zweiten Spaltbarriere ist die mögliche Existenz von verschiedenen Barrierenhöhen für symmetrische und asymmetrische Spaltung. Solche unterschiedliche Barrieren könnten auch zu Unterschieden in den Winkelverteilungen für symmetrische und asymmetrische Spaltung führen (unter der Voraussetzung, dass das Spaltverhalten der Kerne am zweiten Sattelpunkt festgelegt wird).

Experimente dieser Art sind nur für Kerne in der Ra-Gegend erfolgversprechend, da nur hier symmetrische und asymmetrische Spaltung in vergleichbarer Grössenordnung auftreten. Noch wichtiger - nur hier ist die äussere Barriere höher als die innere [Pa 73], und damit einer direkten Schwellenmessung zugänglich. Versuche in dieser Richtung wurden vor einiger Zeit mit von Protonen induzierter Spaltung an ^{226}Ra unternommen [Ko 68]; sie waren jedoch erfolglos, da der spaltende Compoundkern bei dieser Reaktion eine zu hohe Anregungsenergie besitzt, und damit ein Schwellverhalten nicht mehr feststellbar ist. Die Verwendung von direkten Reaktionen [No 59, Br 70] erlaubt jedoch bei konstanter Einschussenergie alle energetisch möglichen Anregungsenergien des Compoundkerns, also auch Anregungsenergien in der Nähe der Spaltbarriere und darunter.

Diese Arbeit enthält eine Untersuchung des Spaltverhaltens der durch die direkten Reaktionen ^{226}Ra (^{3}He,p)^{228}Ac, ^{226}Ra (^{3}He,d)^{227}Ac, ^{226}Ra(^{3}He,t)^{226}Ac, ^{226}Ra (^{3}He,α)^{225}Ra und ^{226}Ra (d,p)^{227}Ra erzeugten Kerne ^{228}Ac, ^{227}Ac, ^{226}Ac, ^{225}Ra und ^{227}Ra für Anregungsenergien zwischen 6 - 15 MeV. Abschnitt II enthält eine kurze Beschreibung der gegenwärtigen theoretischen Vorstellungen über Spaltbarrieren und Fragmentmassenverteilun-

gen (insbesondere für Kerne um Ra) sowie über Fragment-Winkelverteilungen. Weiterhin wird die Verwendung von direkten Reaktionen bei induzierter Spaltung und deren Einfluss auf die Winkelverteilung der Fragmente diskutiert. In Abschnitt III wird der experimentelle Aufbau und in Abschnitt IV - erläutert durch einige repräsentative Beispiele - die Auswertung der Daten beschrieben. Abschnitt V enthält die Ergebnisse des Experiments - Spaltwahrscheinlichkeiten, Anisotropien und totale kinetische Energien der Fragmente - getrennt für die symmetrische und asymmetrische Komponente der dreihöckrigen Massenverteilung. Diese Ergebnisse sind nur zum Teil im Rahmen der bisherigen Schalenmodellrechnungen verständlich; eine Reihe von wichtigen noch offenen Problemen wird ausführlich diskutiert.

Im Anhang werden bei der Auswertung der Daten verwendete Rechenprogramme zur Teilchenidentifizierung, Fragmentmassenanalyse und Spaltzählerstabilisierung kurz erläutert.

II. Theoretische Gesichtspunkte

1. Theoretische Ansätze zur Interpretation der Massenverteilung bei Spaltung

Die einfachste qualitative Erklärung für die Vorgänge im Kern bei der Spaltung gibt das Tröpfchenmodell [Bo 39, Hi 53, Bo 55]. In diesem Modell folgt die Existenz einer Spaltbarriere aus der Deformationsabhängigkeit von Coulombenergie und Oberflächenenergie eines Tröpfchens. Berechnet man die Energie des Kerns in Abhängigkeit eines Deformationsparametersatzes $\{\beta_i\}$ (die β_i stellen die Koeffizienten einer Entwicklung der Tröpfchenform nach Legendrepolynomen dar), so erhält man eine mehrdimensionale Energiefläche, die Aufschluss über die niedrigste totale Energie des Kerns bei gegebener Deformation gibt. Einen Schnitt durch diese Energiefläche entlang der Quadrupoldeformationsachse β_2 (Koeffizient des Polynoms P_2 ($\cos\vartheta$)) gibt Fig. 2 wieder. Aus-

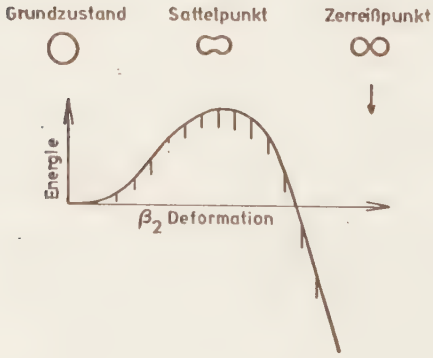


Fig. 2: Qualitative Form der Spaltbarriere im Tröpfchenmodell (Energie des kugelförmigen Tröpfchens zu 0 normiert)

gehend von der kugelförmigen Gestalt, nimmt die Energie mit wachsender Deformation β_2 zu, erreicht ein Maximum und fällt schliesslich wegen des in diesem Bereich überwiegenden Coulombanteils wieder ab. Bei großen Werten von β_2 zerreisst das Tröpfchen in zwei Fragmente. Bekommt nun ein Kern - im klassischen Bild - so viel Deformationsenergie, dass er den Sattelpunkt überschreiten kann, so spaltet er (quantenmechanisch kann die Potentialbarriere auch durchtunnelt werden). Im einfachen adiabatischen Bild des Spaltprozesses, das auf der Deformations-Energiefläche basiert, folgt die Kerndeformation dem Weg der kleinsten Energien vom Grundzustand bis zum Zerreisspunkt. Der Kern wird also den Weg über den niedrigsten Sattelpunkt wählen; dieser entspricht beim Tröpfchenmodell einer (symmetrischen) Quadrupoldeformation. Akzeptiert man nun den Standpunkt, dass das Spaltverhalten des Kerns am Sattelpunkt bestimmt wird, so erwartet man nach dem Tröpfchenmodell, dass der Kern in - im Mittel - gleich große Hälften spaltet [Nix 65]. Experimentell wird das auch für Kerne mit $Z \leq 83$ bestätigt (Fig. 1), steht jedoch in krassem Widerspruch zur asymmetrischen Massenverteilung der Aktinidenkerne ($91 \leq Z \leq 99$). Dieser Spaltmechanismus kann vom Tröpfchenmodell nicht beschrieben werden.

Das Tröpfchenmodell basiert auf der Annahme einer gleichförmigen Verteilung der Nukleonen im Phasenraum. Abweichungen von dieser Verteilung ("Schaleneffekte") modifizieren Gestalt und Höhe der in Fig. 2 skizzierten Barriere [Me 66]. Dass diese Schaleneffekte deformationsabhängig sind, wurde zuerst von Strutinsky erkannt [St 67, St 68]. Bei der nach ihm benannten "Strutinsky-Methode" wird die Summe der Einteilchenenergien im Rahmen des Nilsson-Modells berechnet, über hinreichend viele Niveaus gemittelt und die Differenz zwischen ungemittelter und gemittelter Energie wird als "Schalenkorrektur" zur Tröpfchenmodell-Energie (Fig. 2) hinzuaddiert. Diese Schalenkorrekturen fluktuieren periodisch als Funktion von Nukleonenzahl und Deformation. Magische Nukleonenzahlen sind demnach deformationsabhängig und treten auch noch bei sehr grossen Deformationen auf. Sie äussern sich in einer Erhöhung der totalen Bindungsenergie,

also negativen Schalenkorrekturen. Rechnungen von Møller-Nilsson [Mø 70, Mø 72], Pauli [Pa 73] und anderen Gruppen [Mos 71, Bol 72, Pas 71] berücksichtigen sowohl symmetrische Deformationen, die durch die Legendre-Polynome P_2 (cos ϑ) und P_4 (cos ϑ) beschrieben werden, als auch asymmetrische Deformationen mit P_3 (cos ϑ) und P_5 (cos ϑ). Eine typische Deformationsenergiefläche für Kerne im Bereich der Aktiniden ist in Fig. 3 skizziert. Dabei sind die mehrdimensionalen Aspekte der

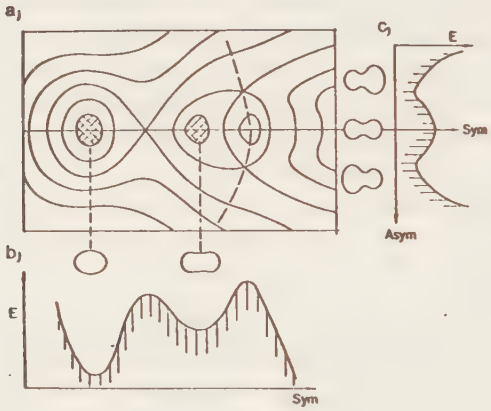


Fig. 3 : a) Schematisches Höhenliniendiagramm der Deformationsenergiefläche als Funktion der symmetrischen (Sym) und asymmetrischen (Asym) Deformation.

b) Schnitt entlang der symmetrischen Achse

c) Schnitt entlang der in Fig. 3 a) gestrichelt gezeichneten Kurve.

(aus [Ts 72] entnommen)

Fläche durch Kombination der beiden symmetrischen (β_2 und β_4) und der beiden asymmetrischen Koordinaten (β_3 und β_5) auf eine

zweidimensionale Darstellung reduziert. Aus Fig. 3 b ersieht man,dass die einhöckrige Spaltbarriere des Tröpfchenmodells (Fig. 2)zu einer zweihöckrigen modifiziert wird. Der Grundzustand des Kerns ("Erstes Minimum") ist nun zu endlichen Deformationen hin verschoben. Mit weiter wachsender Deformation steigt die Energie an, erreicht im "Ersten Sattelpunkt" ein Maximum und fällt anschliessend zum sogenannten "Zweiten Minimum" ab, einem stabilen Deformationszustand bei etwa zweifacher Deformation des Grundzustandes. Ein erneuter Wiederanstieg führt zum "Zweiten Sattelpunkt" und anschliessend nimmt die Deformationsenergie auf dem Weg zum Zerreisspunkt stark ab. Nach Fig. 3 a weisen Grundzustand, "Erster Sattelpunkt" und "Zweites Minimum" ihre kleinsten Energien bei symmetrischen Deformationen auf (Achse, die in der Figur mit "Sym" bezeichnet ist). Der "Zweite Sattelpunkt" liegt jedoch bei asymmetrischen Deformationen. Fig. 3 c gibt einen Schnitt entlang der in Fig. 3 a gestrichelt gezeichneten Kurve wieder. Daraus ersieht man, dass auf dem Weg über die zweite Spaltbarriere eindeutig die nichtsymmetrische Deformation bevorzugt wird (Die Rechnungen ergeben im Bereich der Aktiniden eine Energiedifferenz zwischen dem asymmetrischen und dem symmetrischen Sattelpunkt von etwa 2-3 MeV). Im adiabatischen Modell des Spaltprozesses durchläuft der Kern die Energiefläche vom Grundzustand bis zum "Zweiten Minimum" entlang der symmetrischen Achse, aber ab dem "Zweiten Minimum" weicht der Weg von dieser Achse ab und führt über den asymmetrischen Sattelpunkt zum Zerreisspunkt. In einem solchen adiabatischen Bild liegt es sehr nahe, diesen asymmetrischen zweiten Sattelpunkt für die beobachtete asymmetrische Massenverteilung verantwortlich zu machen. (Wenigstens bei Spontanspaltung und induzierter Spaltung mit kleinen Anregungsenergien.) Ein Vergleich zwischen theoretischen und experimentellen Ergebnissen ist in [Le 72] und in [Sp 73, ibid. Fig. 19] durchgeführt. Qualitativ wird auch erklärt [Ts 72], dass mit wachsender Anregungsenergie der symmetrische Anteil in der Massenverteilung der Fragmente zunimmt (siehe Fig. 1), da bei höheren Anregungsenergien der Kern energetisch in der Lage ist, auch den Weg über den symmetrischen Sattelpunkt zu wählen.

Welche Voraussagen geben nun die Rechnungen nach der Strutinskii-Methode für Kerne im Bereich um Radium ($Z \approx 88$), von denen experimentell bekannt ist, dass sowohl symmetrische als auch asymmetrische Spaltung in gleicher Grössenordnung auftreten [Je 58, Je 60, Br 63, Ko 68, Pe 71] ? Das theoretische Bild erfordert, dass die Deformationsenergiefläche im Bereich der zweiten Spaltbarriere drei Minima aufweist (Fig. 4): Eines bei symmetrischer Konfiguration, eines bei asymmetrischer und ein drittes, das einer Spiegelbilddeformation der asymmetrischen Konfiguration entspricht. Rechnungen in diesem Bereich wurden von Møller / Nils-

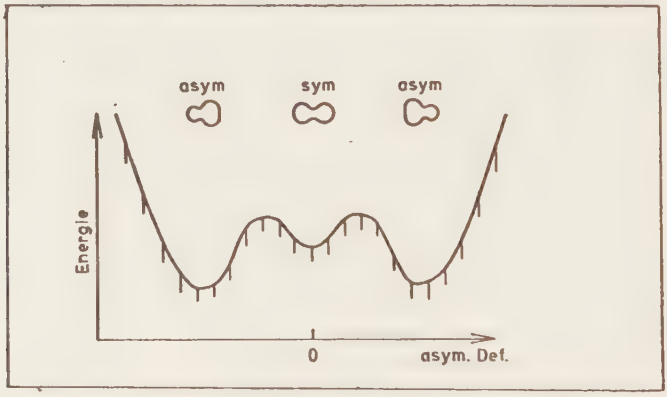


Fig. 4: Hypothetischer Schnitt durch die Deformationsenergiefläche entlang der asymmetrischen Achse in der Gegend des zweiten Sattelpunktes bei Kernen mit dreihökriger Massenverteilung (Ra - Gegend, $Z \approx 88$).

son [Mø70] und Pauli [Pa 73] durchgeführt.

Als Beispiel sei in Fig. 5 das Ergebnis von Pauli für einige Ra-Isotope gezeigt. Eine schematische Darstellung der Deformationsparameter ist in Fig. 5 a gegeben. (Zur genaueren Definition sei auf [Pa 73] verwiesen). In Fig. 5 b sind die Potentialflächen in Abhängigkeit der symmetrischen Deformationsparameter (c, h) angegeben. Die Zahlen bedeuten die Höhe der Aequipotentiallinien über der Tröpfchenmodellenergie in MeV. Der Grundzustand liegt z.B. bei ^{226}Ra ungefähr bei den Koordinaten

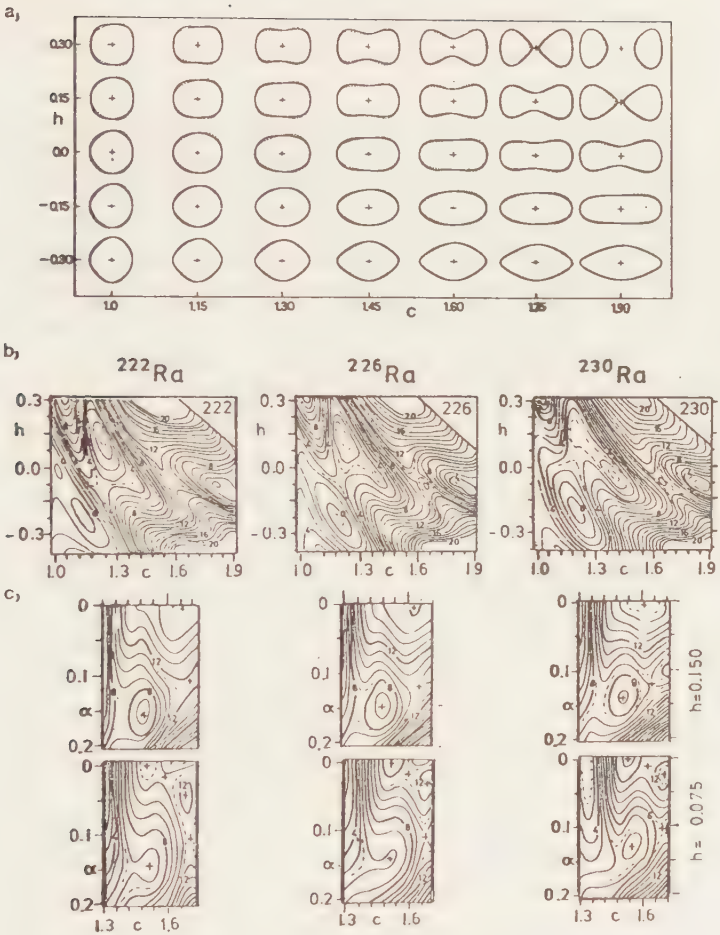


Fig. 5: a) Kernformen in Abhängigkeit der bei den Rechnungen von [Pa 73] verwendeten Parametrisierung:

c symmetrischer Längsdeformationsparameter (verwandt mit β_2)

h "Kernhals"-Parameter

durchgezogene Linien: symmetrische Kerndeformation

gestrichelte Linien: asymmetrische Kerndeformation mit dem Asymmetrieparameter $\alpha = 1/(2c^3)$

(das entspricht einem Massenasymmetrieverh. $\frac{m_{schwer}}{m_{leicht}} \simeq 1.4$)

b) Deformationsenergiefläche für einige Ra-Isotope in Abhängigkeit der symmetrischen Parameter c und h

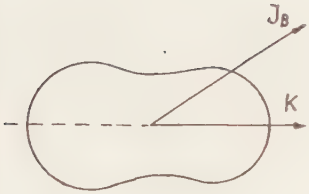
c) Deformationsenergiefläche für einige Ra-Isotope in Abhängigkeit von c und dem Asymmetrieparameter α bei h = 0.075 und h = 0.15

(aus [Pa 73] entnommen)

(c = 1.20, h =-0.225), das "Zweite Minimum" bei (1.25, 0.15) und der "2. Sattelpunkt"bei (1.6, - 0.03). Die Sattelpunktshöhen für symmetrische Deformation betragen für ^{222}Ra, ^{226}Ra und ^{230}Ra 10.4 MeV, 10.2 MeV und 10.8 MeV. In Fig. 5 c ist die Deformationsenergiefläche in Abhängigkeit von der asymmetrischen Deformation α wiedergegeben. Für ^{222}Ra liegen die Sattelpunktshöhen für die beiden dargestellten "Halsparameter" h bei 11.7 MeV, also um 1.3 MeV höher als der symmetrische Sattelpunkt. Ausserdem führen beide Sattelpunkte in Täler, die ins symmetrische Tal α = 0 münden. (Andere Werte von h werden mit Argumenten der Dynamik der Spaltung ausgeschlossen (siehe [Pa 73])). Man erwartet also, dass ^{222}Ra symmetrisch spaltet. Bei ^{230}Ra liegt der asymmetrische Sattelpunkt bei 9.1 MeV (h = 1.5) und 8.7 MeV (h = 0.075), also um etwa 2 MeV niedriger als der symmetrische, folglich sollte ^{230}Ra bei niedrigen Anregungsenergien asymmetrisch spalten. Zwischen beiden Extremen liegt ^{226}Ra mit den asymmetrischen Barrierenhöhen von 10.3 MeV (h = 0.15) und 10.1 MeV (h = 0.075). Diese sind mit der symmetrischen von 10.2 MeV vergleichbar. Bei ^{226}Ra sollte demnach symmetrische und asymmetrische Spaltung zugleich stattfinden. Zu einem ähnlichen Resultat - gleiche Spaltbarrierenhöhen für symmetrische und asymmetrische Spaltung - kommt Møller [Mø 70] bei ^{222}Ra. Es ist das Ziel der im Rahmen der vorliegenden Arbeit durchgeführten Experimente, diese theoretischen Vorstellungen zu überprüfen.

2. Anisotropie in der Spaltfragmentwinkelverteilung

Nach den von Bohr [Bo 55] diskutierten Argumenten wird die Spaltfragmentanisotropie durch den jeweiligen Sattelpunktszustand bestimmt, über den die Spaltung stattfindet (zur Definition "Sattelpunktszustände" siehe z.B. [Bo 55], [Fa 66]). Diese Zustände werden durch den Gesamtdrehimpuls J_B des Kerns, dessen Projektion K auf die Kernsymmetrieachse und die Parität π charakterisiert. Bei Spaltung mit Anregungsenergien in der Nähe der Spaltbarriere wird eine strenge Auswahl bezüglich der Quantenzahlen (J_B, K, π) getroffen. (Am Sattelpunkt ist ein



Großteil der Anregungsenergie des Kerns als Deformationsenergie gebunden, demnach stehen nur wenige andere Freiheitsgrade zur Verfügung.) Für verschiedene Sattelpunkte, die nach dem vorherigen Abschnitt in der Gegend der Kerne um Radium für das Vorkommen von symmetrischer und asymmetrischer Spaltung verantwortlich sein könnten, sollten verschiedene Sattelpunktszustände (J_B, K, π) auftreten, die ihrerseits wieder unterschiedliche Anisotropiewerte verursachen. Umgekehrt würde der Nachweis von - zumindest in der Nähe der Spaltschwelle - verschiedenen Anisotropien für symmetrische und asymmetrische Spaltung die Vorstellung von verschiedenen Sattelpunkten unterstützen.

3. Durch direkte Reaktionen mit leichten geladenen Teilchen induzierte Spaltung

Der Ausdruck "direkte Reaktion mit leichten geladenen Teilchen " ist ein Sammelbegriff für Stripping- und Pick-up-Reaktionen der Art: (d,p), (t,p), (t,d), (^{3}He,p), (^{3}He,d), (^{3}He,t), (^{3}He,α), (α,p), (α,d), (α,t).

Diese direkten Reaktionen sind zur Untersuchung der Sattelpunktszustände bei Kernspaltung besonders geeignet, da durch die Messung der Energie des leichten Reaktionsprodukts die Anregungsenergie E_x des spaltenden Endkerns eindeutig festgelegt ist. Zudem wird bei einer konstanten Einschussenergie der gesamte energetisch mögliche Anregungsenergiebereich des Kerns auf einmal erfasst.

Zur Untersuchung des Spaltverhaltens nach direkten Reaktionen misst man nun die Energie des auslaufenden Teilchens in Koinzidenz mit den Spaltfragmenten und erhält dadurch Aufschluss über das Spaltverhalten des jeweiligen Kerns in Abhängigkeit von E_x. Fig. 6 zeigt eine schematische Darstellung der (^{3}He,df)-Reaktion. Die Deuteronen werden unter einem Rückwärtswinkel Θ_d (siehe unten) relativ zum einfallenden ^{3}He-Strahl in Koinzidenz mit den Spaltfragmenten f nachgewiesen; gleichzeitig damit die Häufig-

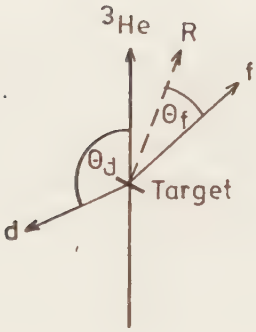


Fig. 6 : Schematische Darstellung der (^{3}He,df)-Reaktion

keit der Fragmente f als Funktion des Winkels Θ_f relativ zur Rückstossrichtung R des Endkerns. Den Ablauf der Reaktion kann man sich aus zwei unabhängigen Prozessen zusammengesetzt denken:

a) Besetzung der Kernniveaus durch den (^{3}He,d) - Prozess
b) Nachfolgender Zerfall dieser Niveaus durch Spaltung, γ-Emission und gegebenenfalls Neutronenemission.

Direkte Reaktionen haben im Vergleich zu Neutronenreaktionen den Vorteil, dass der erreichbare Anregungsenergiebereich unabhängig von der Neutronenbindungsenergie ist. Es kann also das Spaltverhalten in der Nähe der Spaltschwelle auch von solchen Kernen untersucht werden, deren Spaltbarriere unterhalb der Neutronenbindungsenergie liegt. (Bei (n,f)-Reaktionen erhält man durch die Bindung des Neutrons an den Rumpf immer Anregungsenergien, die grösser als die Neutronenbindungsenergie sind).

4. Fragmentwinkelverteilungen nach durch direkte Reaktionen induzierter Spaltung in Abhängigkeit vom Nachweiswinkel des leichten Reaktionsprodukts

Eine Theorie der Fragmentwinkelverteilung bei (d,p) induzierter Spaltung wurde im Rahmen der DWBA von Britt [Br 65, Br 68] gegeben. Hier seien nur einige charakteristische Eigenschaften aufgeführt:

In Analogie zu der von Satchler ([Sa 64], p 24, Formel (104)) angegebenen Formel gilt für die Winkelverteilung von Fragmenten, die bei einer durch eine direkte Reaktion A (a,b) B induzierten Spaltung durch den Sattelpunktszustand (J_B, K, π) (siehe Abschnitt II.2) spalten:

$$W_K^{J_B,\pi}(\theta_f',\varphi_f') = \sum_{L,Q} \rho_{LQ}' \, F_L(J_B,K,\pi)\, C_{LQ}(\theta_f',\varphi_f')$$

wobei θ_f', φ_f' Horizontal- und Azimutalwinkel der emittierten Spaltprodukte relativ zur Einschussrichtung des Teilchens a

ρ_{LQ}' sog. "Statistische Tensoren" [Sa 68]

$F_L(J_B,K,\pi) = b_K^{J_B,\pi}(-1)^{L-J_B-K}\langle J_B J_B -K K | L 0\rangle$

ein Faktor, der den Spaltmechanismus beschreibt, also in unserem Fall proportional ist zu den Übergangswahrscheinlichkeiten $b_K^{J_B,\pi}$ des Kerns über den Sattelpunktszustand (J_B, K, π)

$C_{LQ}(\theta_f',\varphi_f') = \left(\frac{4\pi}{2L+1}\right)^{1/2} Y_L^Q(\theta_f',\varphi_f')$ die renormalisierten Kugelflächenfunktionen

Die Winkel θ_b, φ_b, Horizontal- und Azimutalwinkel des leichten Reaktionsteilchens b, seien fest.

(Die gesamte Winkelverteilung erhält man durch die Summation über alle möglichen Sattelpunktszustände:

$$W(\theta_f',\varphi_f') = \sum_{J_B,K,\pi} W_K^{J_B,\pi}(\theta_f',\varphi_f') \qquad)$$

In der Näherung der ebenen Wellen (PW-Näherung) haben die ρ_{LQ}' die spezielle Form:

$$\rho_{LQ}' = \frac{j_l(Rr)^2}{4\pi}(-1)^L \langle l l 0 0 | L 0\rangle C_{LQ}(\theta_R',\varphi_R') = B_L C_{LQ}(\theta_R',\varphi_R')$$

mit $j_l(Rr)$ Besselfunktionen

θ_R', φ_R' Winkel der Rückstossrichtung des schweren Endkerns relativ zur Einfallsrichtung des Teilchens a

In dieser Formulierung liegt die Quantisierungsachse in der Richtung des einfallenden Teilchens a. Macht man nun von den Dreheigenschaften der ρ_{LQ}' Gebrauch [Sa 68] und legt die

Quantisierungsachse in Richtung der Rückstossachse, so ist im neuen System:

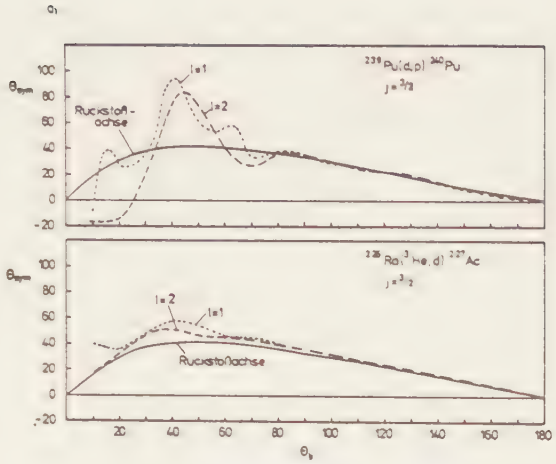
$$\rho_{LQ} = B_L$$

Die Winkelverteilung (Θ_b, φ_b fest!) der Spaltprodukte hat dann die Form (unter Ausnützung der Dreheigenschaften der C_{LQ}):

$$W(\Theta_f, \varphi_f) = \sum_{J_B, K, \pi} \left(\sum_{L,Q} B_L F_L(J_B, K, \pi) C_{LQ}(\Theta_f, \varphi_f) \right)$$

wobei nun Θ_f, φ_f Horizontal- und Azimutal-Winkel der Spaltprodukte relativ zu dieser Rückstossachse sind. In der PW-Näherung ist demnach die Rückstossachse des schweren Endkerns zugleich auch die Symmetrieachse der Winkelverteilung der Spaltprodukte. In der DWB-Näherung ist das nicht notwendig der Fall. Wenn überhaupt eine Symmetrieachse existiert (siehe dazu [Hu 58]), so kann sie von der Rückstossrichtung abweichen. Britt et al. [Br 65, Br 68] haben jedoch gezeigt, dass für (d,p)-Reaktionen im Bereich der Aktiniden für Rückwärtswinkel der Protonen ($\Theta_p \geq 120^o$) und Deuteroneneinschussenergien bis etwa 15 MeV die PW-Näherung zur Berechnung der Koeffizienten der Winkelverteilung genügt (nicht jedoch zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte!). Physikalisch bedeutet das, dass unter diesen Protonenwinkeln die übertragenen Bahndrehmomente l gleichmässig in der Ebene senkrecht zur Rückstossrichtung verteilt sind. Diese vorhergesagte Symmetrie der Winkelverteilung um die Rückstossachse wurde experimentell von Wolf et al. [Wo 68] verifiziert.

Es ist nicht ohne Weiteres klar, dass diese für (d,pf)-Reaktionen gezeigte Eigenschaft auch für die von uns verwendeten (^{3}He,xf) Reaktionen (x = p, d, t, α) Gültigkeit hat. Um daher sicherzustellen, dass man bei den gemessenen Winkelverteilungen (speziell Anisotropien, siehe Abschnitt II.2) Aufschluss über die relevanten Sattelpunktszustände erhält und nicht Effekte des Reaktionsmechanismus der direkten Reaktion misst, wurden Rechnungen zum Symmetrieverhalten der ^{226}Ra (^{3}He, xf)-Reaktionen durchgeführt. Die DWBA-Reaktionsamplituden β_l^m wurden mit dem DWBA-Code DWUCK mit dem in Tabelle 1 zusammengestellten Optischen-Modell-Parametern berechnet. Fig. 7 zeigt zwei Beispiele der Symmetrieachsenberechnungen für die Reaktionen ^{239}Pu(d,pf) und ^{226}Ra(^{3}He,df) (Fig. 7a). (Die ^{239}P(d,pf)-Rechnung wurde als



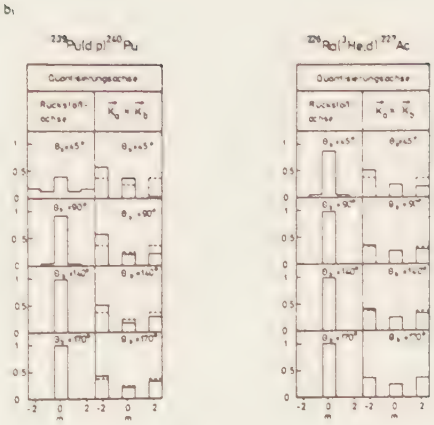


Fig. 7 a : Lage der Symmetrieachse Θ_{sym} für die übertragenen Bahndrehimpulse l = 1 (------) und l = 2 (- - - -) für die Reaktionen ^{239}Pu(d,p)^{240}Pu (Vergleichsrechnung zu [Wo 68]) und ^{226}Ra (^{3}He,d)^{227}Ac in Abhängigkeit vom Nachweiswinkel Θ_b des leichten Reaktionsprodukts. Die Lage der Rückstossachse des schweren Endkerns ist eingezeichnet (durchgezogene Kurve).

^{239}Pu(d,p)^{240}Pu: E_d=15 MeV, E_x=6.4 MeV, j=3/2

^{226}Ra(^{3}He,d)^{227}Ac : $E_{^3He}$=23.5 MeV, E_x=8 MeV, j=3/2

7 b : Projektionen m des übertragenen Bahndrehimpulses l = 2 auf die Rückstossachse und auf $(\vec{k}_a \times \vec{k}_b)$ als Quantisierungsachsen ($\vec{k}_a$, $\vec{k}_b$ Wellenvektoren des Einschussteilchens und des leichten Reaktionsprodukts). Für $(\vec{k}_a \times \vec{k}_b)$ als Quantisierungsachse sind die Werte von m in der Näherung der ebenen Wellen gestrichelt eingezeichnet.

Vergleichsrechnung zu den Ergebnissen von Britt et al. [Br 65] durchgeführt.) Aufgetragen ist jeweils die Lage der Rückstossachse und der Symmetrieachse für die Bahndrehimpulstransfers $l = 1$ und $l = 2$ in Abhängigkeit vom Winkel des leichten Reaktionsprodukts b relativ zur Einschussrichtung (Schwerpunktsystem). Ausserdem ist in Fig. 7 b die Verteilung der Projektionen m des übertragenen Bahndrehmoments $l = 2$ auf die Rückstossachse (Quantisierungsachse) für einige Winkel Θ_b wiedergegeben. Man erkennt, dass die Symmetrieachse unter Vorwärtswinkeln Θ_b beträchtlich von der Rückstossachse abweicht, und zwar abhängig vom übertragenen Bahndrehmoment. Mit wachsendem Θ_b wird die Rückstossrichtung immer mehr angenähert. Ebenso gibt die Verteilung der Projektionen m immer mehr die Verteilung in der PW-Näherung ($m = 0$) wieder. Aehnliche Ergebnisse erhält man für (^{3}He,α) (gerechnet wurden Ein-Teilchen-Transferreaktionen). In der experimentellen Anordnung wurde daher das Teleskop für den Nachweis der leichten Reaktionsteilchen unter 108° angeordnet.

	V [MeV]	r_o [fm]	a [fm]	W [MeV]	r'_o [fm]	a' [fm]	W_D [MeV]	$r_{o,Coul}$ [fm]	Ref
^{239}Pu(d,p)^{240}Pu d	50	1.5	0.52	13.	1.35	0.74	0.	1.3	[Wo 68]
p	57	1.42	0.46	5.99	1.25	0.68	0.	1.3	
Bound-state		1.25	0.65						
^{226}Ra(^{3}He,d)^{228}Ac									
^{3}He	175	1.14	0.723	17.5	1.6	0.8	0.	1.4	
d	111	1.05	0.859	0	1.24	0.794	17.7	1.25	[El 70]
Bound-state		1.25	0.65						

Tabelle 1: Optische-Modell-Parameter:

Notation: $U(r)=-V(1-e^{x})^{-1} - i\,[W-4W_D \cdot \frac{d}{dx}]\,(1+e^{x'})^{-1}$

mit $x = (r-r_o A^{1/3})/a$ und $x' = (r-r'_o A^{1/3})/a'$

III. Experiment

1. Allgemeines

Das Experiment wurde am Emperor Tandem der Münchner Universitäten in Garching mit dem dort verfügbaren ^{3}He- und d-Strahl durchgeführt. (Im Folgenden werden meist nur die ^{3}He-Reaktionen erwähnt. Entsprechendes gilt jedoch auch für die (d,p)-Reaktion, ohne sie jeweils explizit anzuführen.) Speziell für Experimente mit radioaktiven Targets ist in Halle II der Beschleunigeranlage eine "Radioaktive Kammer" aufgebaut. Sie gleicht in ihren konstruktiven Merkmalen der ebenfalls am Beschleuniger installierten "Grossen Streukammer" [Mü 73].

2. Experimentelle Anordnung

2.1 Target

Das Radium war kommerziell als Radiumbromid erhältlich. Es wurde im Vakuum auf einen 40 $\mu g/cm^2$ Kohlenstoff-Träger aufgedampft. Bei diesem Aufdampfprozess wird $RaBr_2$ reduziert. Die Dicke des Targets betrug 60 $\mu g/cm^2$.

2.2 Detektoren

Zum Nachweis der Spaltprodukte wurden 300 mm^2 Si-Oberflächensperrschichtzähler (Schwerionen-Serie der Firma Ortec) mit einer Drifttiefe von 60 μm verwendet. Die Randzonen der Detektoren waren durch Tantalblenden von 18.5 mm Ø abgedeckt.

Die leichten Reaktionsprodukte der ^{226}Ra (^{3}He,x)-Reaktionen (x = p,d,t,α) bzw. ^{226}Ra(d,p)^{227}Ra wurden in einem Halbleiter-Teleskop nachgewiesen. Der ΔE-Zähler war ein 195 μm Ortec Transmissionszähler mit 150 mm^2 Fläche, der E-Zähler ein 200 mm^2 Sperrschichtzähler der Firma Kevex mit ca. 2 mm Drifttiefe. Die Tabelle 2 gibt eine Übersicht, in welchem Energiebereich die einzelnen Teilchen (p,d,t,^{3}He,α) nachweisbar waren. Eine Tantalblende von 11.5 mm Ø vor der Teleskopanordnung schirmte die Randzonen der Detektoren ab. Eine 60 μm-Hostafanfolie vor

Tabelle 2:

Teilchen	p	d	t	^{3}He	α
Teilchen-energie	5 MeV-20 MeV	6 MeV-25 MeV	6.5 MeV-30 MeV	> 15 MeV	>17 MeV

dem ΔE-Zähler verhinderte, dass Spaltprodukte und Ra-Zerfalls- Alphateilchen (Maximalenergie ≈ 8.8 MeV) in den ΔE-Zähler gelangten.

2.3 Mechanischer Aufbau

Da die interessierenden ^{226}Ra(^{3}He,xf)-Reaktionen kleine Spaltwahrscheinlichkeiten ($P_f < 10^{-2}$) haben, wurde für alle Zähler ein möglichst grosser Raumwinkel angestrebt. Dafür mussten kinematische Energieverbreiterungen in Kauf genommen werden, die dann hauptsächlich die Gesamtenergieauflösung bestimmten. In Tabelle 3 sind die geometrischen Daten der einzelnen Zähler sowie die jeweils auftretenden maximalen Energieverbreiterungen (Bezeichnungen wie in Fig. 8) wiedergegeben.

Tabelle 3

	F1	F2	F3	F4	Teleskop
Winkel zum Strahl	27°	153°	127°	48°	108°
Entfern.zum Target [mm]	45	35	35	25	20
aktive Fläche [mm^2]	250	270	270	270	105
geom.Raumwinkel [Ω/4π]	0.010	0.018	0.018	0.034	0.02
kinem.Energie-verbreit. [MeV]	0.5	0.5	4.	5.5	p: 0.15 d: 0.2 t: 0.23 α: 0.4

In Fig. 8a ist der experimentelle Aufbau schematisch dargestellt. Der Pfeil symbolisiert den auf das Target treffenden ^{3}He-Strahl von 23.5 MeV bzw. d-Strahl von 18.MeV. Unter einem Winkel von 108° relativ zur Strahlrichtung werden durch das Teleskop die leichten Reaktionsprodukte der ^{226}Ra + ^{3}He - Reaktion nachgewiesen. Durch die Bestimmung der jeweiligen Teilchenart und Teilchenenergie wird die Rückstossachse und Anregungsenergie des betreffenden Endkerns festgelegt. Relativ zu dieser Rückstossachse unter angenähert 0° und 90° sind die beiden Spaltzählerpaare

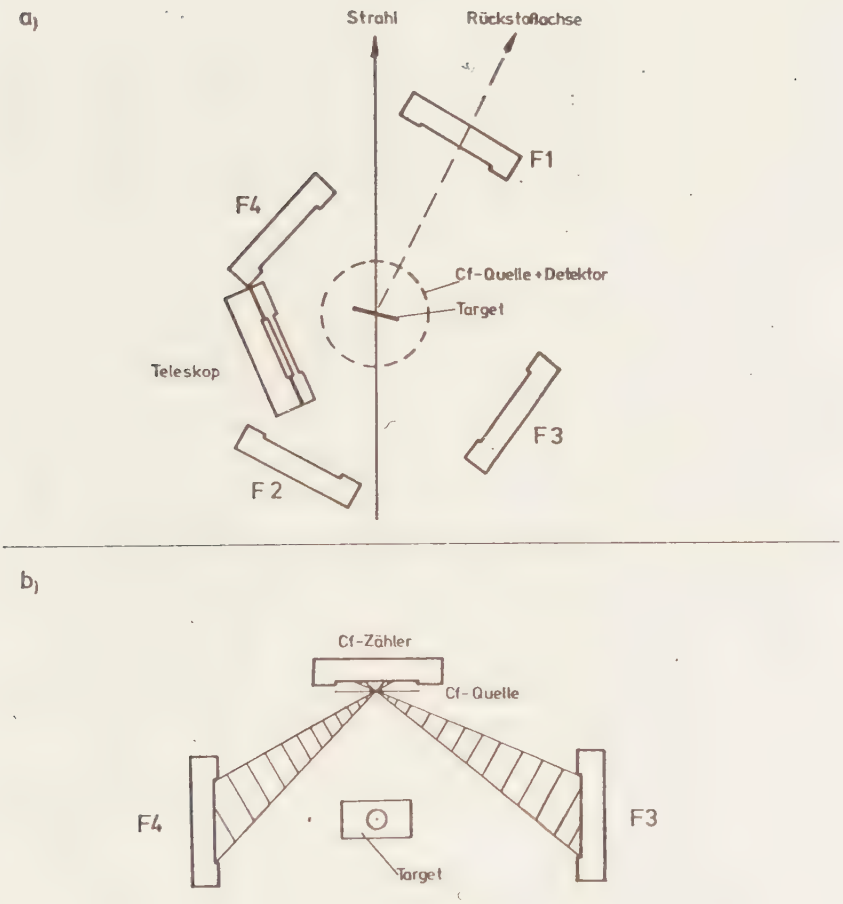


Fig. 8 a) Zähleranordnung
b) Anordnung der Californium-Quelle zur Stabilisierung der Spaltzähler

F1/F2 und F3/F4 angeordnet. Die 180°-Aufstellung jedes dieser Zählerpaare erlaubt die koinzidente Messung der beiden Spaltfragmente. (Das 90°-Zählerpaar schliesst aus kinematischen Gründen nur einen Winkel von 175° ein.) Da durch Neutronenabdampfung während des Spaltprozesses die (im Schwerpunktsystem) strenge 180°-Korrelation der Fragmente gestört ist, wird durch die Anordnung der Zähler F2 und F4 in kleinerem Abstand zum Target als F1 und F3 sichergestellt, dass die geometrischen Raumwinkel von F1 und F3 optimal genutzt werden. Aus den korrelierten Impulshöhen der Spaltzähler lassen sich Massen und kinetische Energien der Spaltfragmente berechnen (siehe Anhang 2).

Zur Stabilisierung und Eichung der Spaltzähler (siehe Anhang 3) ist senkrecht über dem Target ein weiterer Spaltzähler mit einer unmittelbar davor befindlichen Californium-Quelle (Spaltfragment-Quelle durch Spontanspaltung der Cf-Kerne) angebracht (Fig. 8b). Die geometrische Anordnung ist so gewählt, dass, sobald ein Cf-Spaltfragment auf einen der Zähler F1 bis F4 auftrifft, das dazugehörige komplementäre Bruchstück im Spaltzähler oberhalb der Cf-Quelle nachgewiesen wird. Elektronisch werden dadurch die auf die Spaltzähler auftreffenden Cf-Fragmente sicher von den Fragmenten, die vom Target stammen, unterschieden. Der grosse experimentell-technische Vorteil dieser Anordnung besteht darin, dass zu jedem Zeitpunkt des Experiments das Fragmentpulshöhenspektrum der zu messenden Spaltprodukte mit dem genau bekannten Pulshöhenspektrum der Cf-Quelle verglichen werden kann.

2.4 Elektronischer Aufbau

Im elektronischen Aufbau werden die Bedingungen für folgende physikalische Ereignisarten gestellt:

(a) Einzel ΔE-E Ereignisse: ΔE- und E-Zähler des Teleskops sprechen (innerhalb der Auflösungszeit) gleichzeitig an, sind jedoch nicht koinzident mit einem Spaltereignis in einem der Zähler F1 bis F4. Die so definierten Ereignisse wurden im Verhältnis 1/256 untersetzt. Sie liefern die physikalische Information für den ^{226}Ra (^{3}He,x)-Wirkungsquerschnitt (x=p,d,t,α)

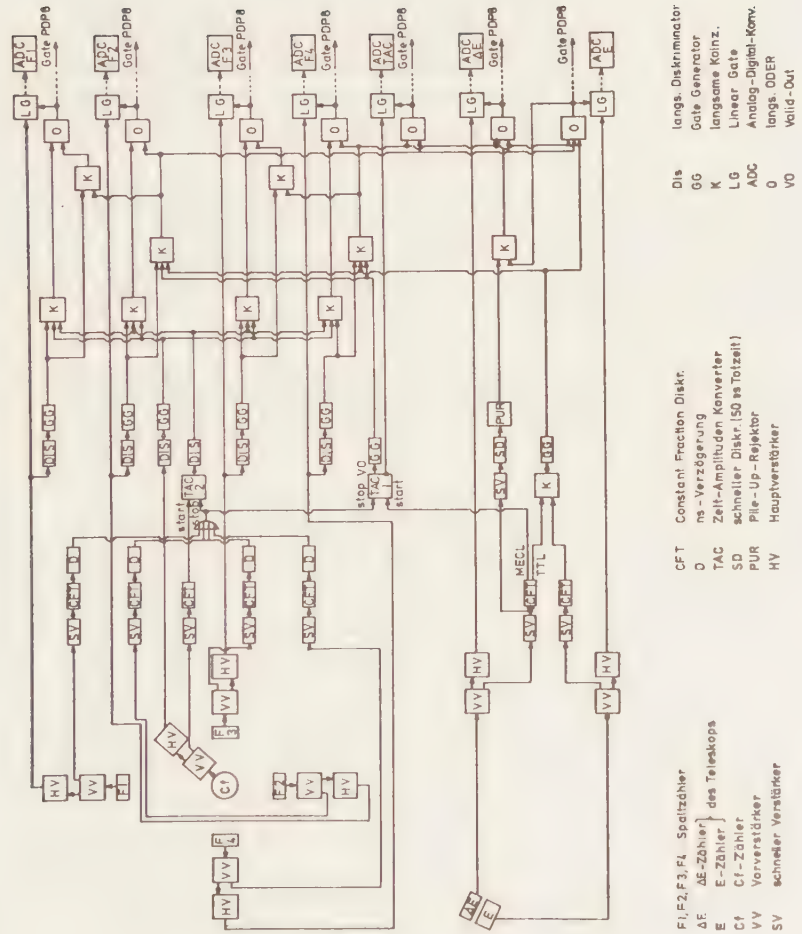


Fig. 9 : Blockschaltbild des elektronischen Aufbaus.

(b) Koinzidenzen des Teleskops nur mit F2 oder F4 (siehe Fig. 8): Diese Ereignisse werden als (^{3}He,xf)-Ereignisse interpretiert. Hier nützt man den Vorteil des grösseren geometrischen Raumwinkels der Zähler F2 bzw. F4, und der damit verbundenen höheren Zählrate. Fragen der totalen, d.h. nicht nach Symmetrie und Asymmetrie getrennten Spaltwahrscheinlichkeit und Anisotropie können so mit grösserer statistischer Genauigkeit untersucht werden.

(c) Koinzidenz des Teleskops mit den Spaltzählerpaaren F1/F2 oder F3/F4: (^{3}He,xf)-Ereignisse wie Ereignisart (b). Als zusätzliche Information erhält man die Pulshöhe des zweiten Spaltfragments korreliert mit dem ersten und damit die Fragment-Massen.

(d) Koinzidenzen des Cf-Zählers mit einem der 4 Spaltzähler: Diese Ereignisarten dienen zur Stabilisierung der Spaltzähler (s.Anhang 3).

Eine der Schwierigkeiten des Experiments bestand darin, aus einer sehr grossen Zahl von Untergrundereignissen die seltenen interessierenden Ereignisse herauszufiltern. (Während einer 3 1/2-Tage Strahlzeit wurden z.B. $7.6 \cdot 10^5$ Fragmentpulse, die aus der ^{226}Ra (^{3}He,f)-Reaktion stammten von 380 "wahren" Impulsen der ^{226}Ra (^{3}He,tf)-Reaktion unterschieden.) Daher wurden für eine möglichst optimale Zeitauflösung in allen Zweigen Schnell-Langsam-Koinzidenzen verwendet. Fig. 9 zeigt das Blockschaltbild des Aufbaus. Es wurde Standard-Elektronik verwendet. Das Pulshöhensignal jedes Zählers wird in einem ladungsempfindlichen Vorverstärker verstärkt und in zwei Signale aufgespalten: a) ein schnelles Signal, das die Zeitinformation für die schnellen Koinzidenzen liefert, b) ein energieproportionales Signal.

Teleskop-Kreis:

Eine Koinzidenz mit einer Auflösungszeit von 50 ns stellt die Gleichzeitigkeit der schnellen Signale von ΔE- und E-Zähler fest. Deren logisches Ausgangssignal wird einmal in den Spaltzählerkreisen weiter verwendet, zum anderen wird es untersetzt und liefert das Gate-Signal für ein

Einzel- $\Delta E/E$-Ereignis. Das schnelle Signal des ΔE-Zählers dient ausserdem als START-Signal von TAC1 (siehe Spaltzählerkreis) und zusätzlich wird es im Pile-up-Unterdrückungs-Kreis verwendet, in dem alle Pulshöhen verworfen werden, die in einem zeitlichen Abstand Δt von $50\ ns \leq \Delta t \leq 5us$ aufeinander folgen. (Die untere Grenze von 50 ns ist durch die Totzeit des schnellen Diskriminators bedingt.)

Spaltzähler-Kreis:

Die schnellen logischen Impulse der einzelnen Spaltzähler werden über ein schnelles ODER als STOP-Pulse an TAC1 und TAC2 gegeben. Mit der Zeitinformation von TAC2 wird die Bedingung für ein Stabilisierungsereignis festgelegt (START-Signal für TAC2 ist das schnelle Signal des Cf-Zählers). Im TAC1 wird die zeitliche Korrelation von $\Delta E/E$- und Spalt-Ereignissen festgelegt. Durch die Verwendung des ODER erreicht man, dass z.B. bei einer F1/F2-Koinzidenz jeweils das leichtere Spaltprodukt den TAC stopt, da die Flugzeit kürzer ist. Mit diesem Kunstgriff wird die Flugzeitverbreiterung des prompten TAC-Peak vermieden. Die energieproportionalen Signale der Spalt-, ΔE- und E-Zähler liefern nach einer Energieselektion in Schwellendiskriminatoren die langsamen Koinzidenzbedingungen für $\Delta E/E$-F1/F2 bzw. $\Delta E/E$-F3/F4-Ereignisse. Die logischen Entscheidungen der einzelnen Koinzidenzstufen werden für die einzelnen Zähler getrennt einer ODER-Bedingung unterworfen und liefern die Gate-Signale für die Linear Gates und das Online-System.

Stabilisierungskreis:

Er unterscheidet sich vom Spaltzähler-Kreis im wesentlichen nur dadurch, dass die $\Delta E/E$-Signale durch die Signale des Cf-Zählers ersetzt werden.

2.5 Online-System

Die Energiesignale der einzelnen Zähler und die Zeitinformation von TAC1 wurden in ADC's digitalisiert und über ein ADC-Interface dem On-Line-System des Beschleunigerlaboratoriums

zugeführt. Dieses System besteht aus einer PDP8 als Datenstation und einer PDP10 als Zentralrechner. Die anfallenden Daten wurden grob schon während des Experiments ausgewertet. Dies war notwendig, da die Güte der Daten erst an Spektren beurteilt werden konnte, die durch aufwendige Berechnungen entstanden: z.B. konnte das Auftreten von Schwänzen in der Massenverteilung im Bereich der symmetrischen Spaltung (eines der Grundprobleme bei der Durchführung des Experiments) erst nach Berechnung der Fragmentmassen beurteilt werden. Für eine spätere Analyse wurden die Rohdaten Ereignis für Ereignis auf Magnetband geschrieben.

IV. Auswertung der Daten und Zwischenergebnisse

1. Allgemeines

Die (^{3}He,x)-Daten, die insgesamt etwa 130 Stunden reine Strahlzeit repräsentieren, wurden in zwei Teilmessungen von ungefähr gleicher Dauer gewonnen. Die Güte der Daten des zweiten Teilexperiments ist jedoch aus zwei Gründen erheblich besser:

- Im Teleskopkreis (siehe Abschnitt III.2.4) wurde Pile-up-Unterdrückung durchgeführt. Der von "verfälschten" Teilchen (Abschnitt IV.3) stammende Untergrundanteil kann daher vernachlässigt werden.
- Durch Verringern der Quellstärke bei gleichzeitiger Verbesserung der Raumwinkel wurde der zufällige Untergrund um etwa einen Faktor 4 reduziert.

Da einerseits eine möglichst hohe statistische Signifikanz angestrebt wird, andererseits sich diese Verbesserungen besonders in der Nähe der Spaltschwellen auswirken, wurden die Daten der ersten Teilmessung nur beschränkt dort zur Auswertung herangezogen, wo eine grössere statistische Sicherheit ohne Informationseinbuße möglich war.

Das ^{226}Ra(d,p)-Experiment wurde unter den gleichen äusseren Bedingungen durchgeführt wie die zweite ^{3}He-Strahlzeit.

Die nachfolgend wiedergegebenen Spektren enthalten - um unter sich konsistent zu bleiben - nur Daten der zweiten Teilstrahlzeit mit Pile-up-Unterdrückung und kleinerer Zufälligenrate.

2. Programmablauf und Spektrenbeispiele

Ziel der Auswertung ist die Reduktion der Spaltzähler-Pulshöhen F1, F2, F3, F4, der Teleskop-Pulshöhen ΔE, E und der Zeitinformation TAC (Korrelation ΔE/E-Spaltereignis) in physikalisch anschauliche Grössen. In Fig. 10 ist das Flussdiagramm des Rechenprogramms wiedergegeben.

Zunächst wird entschieden welche Ereignisart vorliegt (Abschnitt III.2.4, Kriterium: Welche ADC-Kombination ist beteiligt?) und der entsprechende Behandlungsteil wird angesprungen.

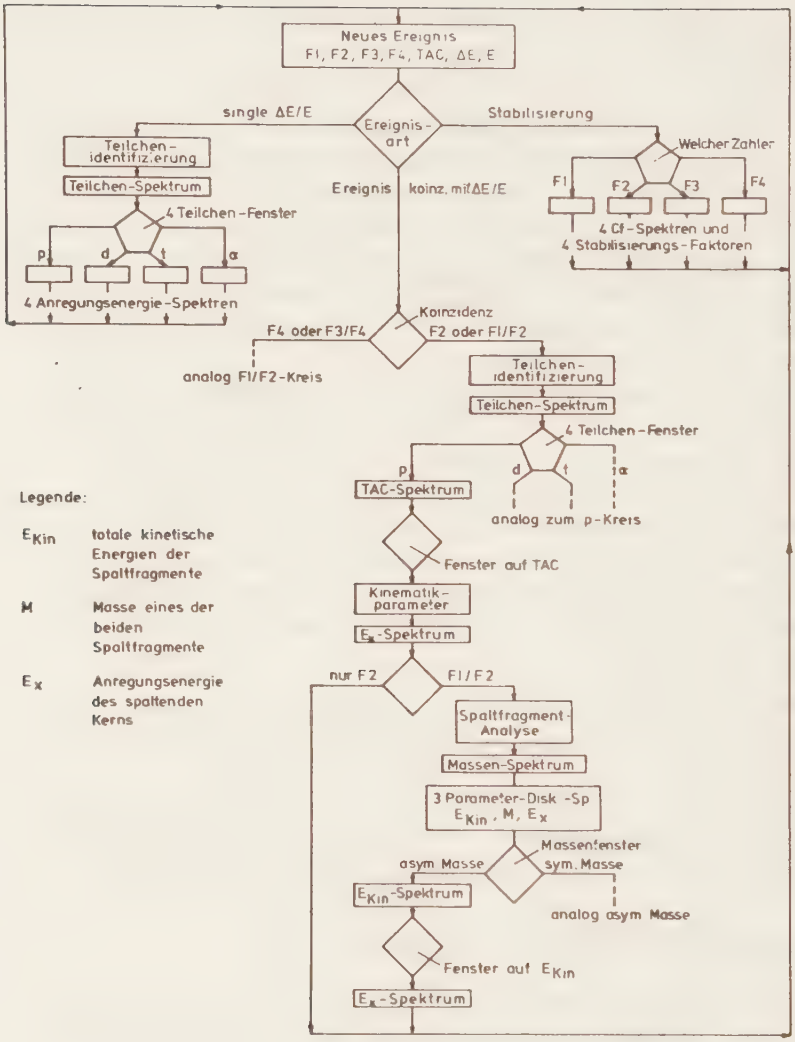


Fig. 10: Flussdiagramm des Auswerte-Rechenprogramms. Erklärung der Symbole im Text.

Die Behandlung der Stabilisierungsereignisse wird im Anhang 3 beschrieben. Bei den Einzel- $\Delta E/E$-Ereignissen wird Teilchenidentifizierung durchgeführt (Anhang 1) und für jede Teilchenart ein Anregungsenergiespektrum akkumuliert. Diese Spektren werden bei der energieabhängigen Berechnung des zufälligen Untergrundes (Abschnitt IV.3, Bezeichnung: $N_E(E_x)$ und - in korrigierter Form - zur Berechnung der Spaltwahrscheinlichkeiten verwendet (Abschnitt IV.4, Bezeichnung $N_S(E_x)$).

Die mit dem Teleskop koinzidenten Spaltereignisse werden als (^{3}He,xf)-Ereignisse interpretiert; sie liefern die eigentliche Antwort auf die experimentelle Fragestellung. Jedes derartige Ereignis (in Abschnitt III.2.4 als Ereignisart (c) bezeichnet), enthält eine 5-parametrige Information:

- Pulshöhen des ΔE- und E-Zählers
- Fragmentpulshöhen des Spaltzählerpaares
- Zeitbeziehung $\Delta E/E$ - Spaltzählerpaar

(Die als Ereignisart (b) angesprochenen Ereignisse fallen ebenfalls in diese Gruppe, bei ihnen ist jedoch keine Fragmentmassenanalyse möglich).

Das erste Teilziel der Auswertung ist die Umwandlung in einen anderen 5-parametrigen Satz:

- Reaktionsart
- Zeitbeziehung
- Anregungsenergie E_x des spaltenden Kerns
- Massenzahl M eines der beiden Fragmente (die des zweiten ist durch (A-M) gegeben, mit A als Massenzahl des spaltenden Kerns)
- totale kinetische Energie E_{kin} (Summe der kinetischen Energien der beiden Fragmente)

In weiteren Auswerteschritten werden unter verschiedenen Gesichtspunkten Schnitte in diese 5-parametrige Schar gelegt. Zur Verdeutlichung seien die einzelnen Schritte in der zeitlichen Folge des Programmablaufs an repräsentativen Beispielen erläutert:

Mit der $\Delta E/E$-Information erhält man die Teilchenenergie (und damit die Anregungsenergie des spaltenden Kerns) und eine

teilchenspezifische Pulshöhe (Teilchenidentifikation, Anhang 1). Ein Beispiel eines "Teilchen"-Spektrums zeigt Fig. 11. Durch Fenster auf verschiedene Bereiche werden die Reaktionsteilchen p,d,t,α festgelegt und damit der jeweilige Endkern bestimmt.

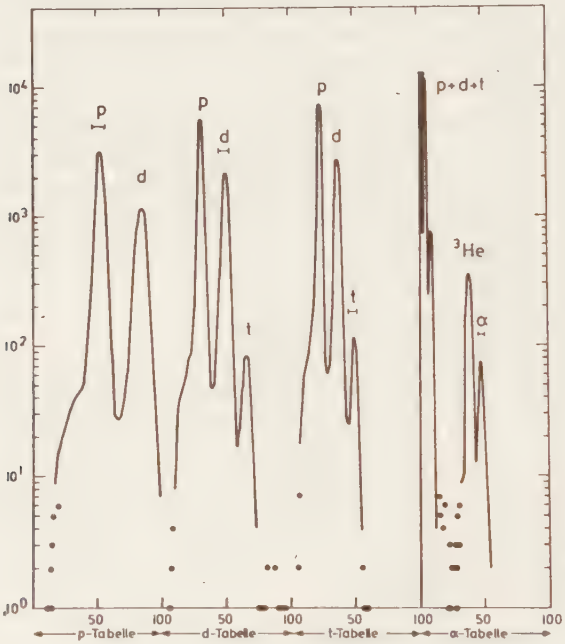


Fig. 11: "Teilchen-Spektren" nach der p-, d-, t- und α-Energiereichweitetabelle in Si berechnet. Die "wahre Dicke" des ΔE-Zählers (siehe Anhang 1) ist auf Kanal 50 normiert. Über dem jeweiligen Maximum steht der zugeordnete Teilchentyp. Für das Teilchen, mit dessen Tabelle gerechnet wurde, ist auch das bei der Auswertung verwendete Fenster angegeben.

Gesondert für jedes dieser Teilchen wird aus der Zeitinformation TAC ein Zeitspektrum akkumuliert. In Fig. 12 ist - repräsentativ für alle anderen Teilchen - das Zeitspektrum der

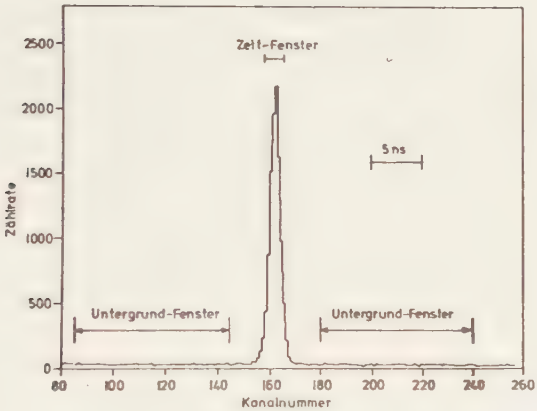


Fig. 12: Zeitspektrum (Koinzidenz ΔE-F1/F2, Protonen) mit den bei der Auswertung verwendeten Fenstern.

Koinzidenz Teleskop-0°-Spaltzählerpaar (siehe Fig. 8a) der (^{3}He,pf)-Reaktion dargestellt. Für alle Ereignisse, deren TAC-Pulshöhe in das in Fig. 12 angegebene Zeitfenster von 2 ns fällt, wird die zugeordnete Anregungsenergie des spaltenden Kerns akkumuliert. (Diese Spektren werden später zur Berechnung der "totalen" Spaltwahrscheinlichkeit verwendet; "total" im Sinn: "symmetrisch+asymmetrisch"). Die spektrale Verteilung der Anregungsenergien zeigt Fig. 13 getrennt für die einzelnen Reaktionen und die 0° - (x) und 90°-Zähler (▲). Der zufällige Untergrund ist eingetragen (bei ^{226}Ra(^{3}He,αf): zufälliger Untergrund + Untergrund aus ternärer Spaltung; zur Bestimmung des zufälligen Untergrundes sowie der übrigen Untergrundanteile siehe Abschnitt IV.3). Die Detektorauflösung - hauptsächlich durch die kinematische Energieverbreiterung bestimmt - ist in Tabelle 3, Abschnitt III.1 angegeben. Das Schwellverhalten der Spaltreaktion ist sichtbar. Ebenso erkennt man schon hier Anisotropieeffekte unmittelbar oberhalb der Spaltschwelle.

Sind für ein Ereignis die korrelierten Impulshöhen der beiden einander zugeordneten Spaltzähler (0°- oder 90°-Paar in Fig. 8) vorhanden, so lassen sich mit dem in Anhang 2 beschriebenen

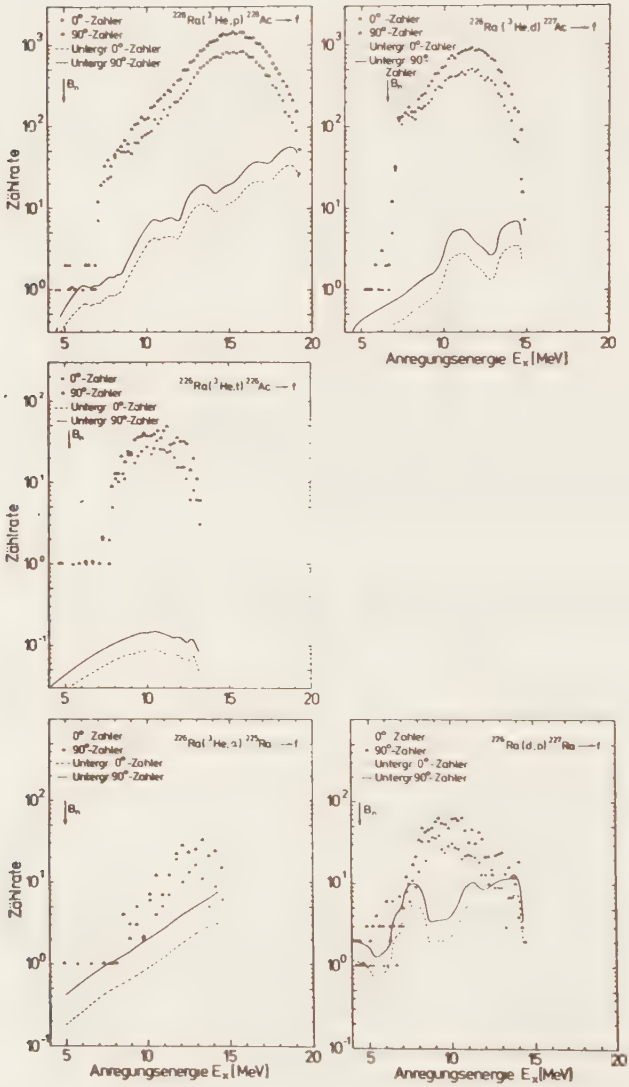


Fig. 13: Anregungsenergiespektren der Reaktionen ^{226}Ra(^{3}He,pf), ^{226}Ra(^{3}He,df), ^{226}Ra(^{3}He,tf), ^{226}Ra(^{3}He,αf) und ^{226}Ra(d,pf) getrennt nach 0°- und 90°-Spaltzählern. Der Pfeil mit dem Index B_n symbolisiert die Lage der Neutronenbindungsenergie. Der für die einzelnen Zähler getrennt aufgetragene zufällige Untergrund hat die Form der jeweiligen Einzelspektren (Reaktionen am Target + Verunreinigungen). Auf die Angabe der statistischen Fehler wurde aus Übersichtlichkeitsgründen verzichtet.

Verfahren die Fragmentmassen berechnen. Nach dieser Massenanalyse ist die wesentliche Information in drei Parametern zusammengefasst:

- Anregungsenergie E_x des spaltenden Kerns
- Massenzahl M eines der beiden Fragmente
- totale kinetische Energie E_{kin} der Fragmente

(Das daraus akkumulierte Spektrum $N(E_x, M, E_{kin})$ wird wegen seines grossen Platzbedarfes auf dem Plattenspeicher der Rechenmaschine gespeichert.) In Fig. 14 wird als Beispiel das über

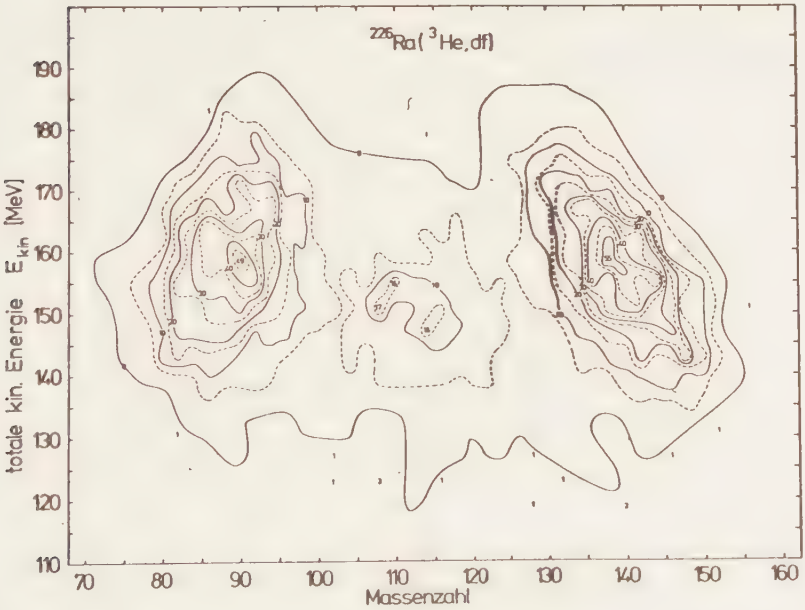


Fig. 14: Höhenliniendiagramm der Spaltfragmentausbeute der Reaktion ^{226}Ra (^{3}He,df) als Funktion der Massenzahl und der totalen kinetischen Energie (summiert über 7 MeV $\leq E_x \leq$ 13 MeV). Die Zahlen geben die Höhen der Kurven gleicher Ausbeute an. Der Linienverlauf wurde durch punktweise Interpolation der jeweiligen Kanalinhalte bestimmt; Feinstrukturen sind daher auf statistische Schwankungen zurückzuführen.

die Anregungsenergie summierte (7 MeV $\leq E_x \leq$ 13 MeV), zweidimensionale Spektrum N (M, E_{kin}) der Reaktion ^{226}Ra(^{3}He,df) gezeigt. Die beiden asymmetrischen Maxima der Massenvertei-

lung sind durch ausgeprägte Täler vom symmetrischen Maximum (Mitte) getrennt. Ausserdem erkennt man die offensichtlich niedrigere totale kinetische Energie der symmetrischen Komponente der Fragmente. Dieses Spektrum enthält nur Spaltung erster Ordnung (first chance fission), d.h. der Kern spaltet ohne vorher ein Neutron abzudampfen (vorheriges Abdampfen eines Neutrons ist wegen zu geringer Anregungsenergie ausgeschlossen). Summation über die kinetische Energie liefert die in Fig. 15 dargestellte dreihöckrige Massenverteilung.

Setzt man umgekehrt auf das über E_{kin} summierte zweiparametrige Spektrum $N(E_x,M)$ die in Fig. 15 angegebenen Massenfenster, die repräsentativ für symmetrische ("sym") bzw. asymmetrische ("asym") Spaltung sind, so erhält man die Anregungsenergiespek-

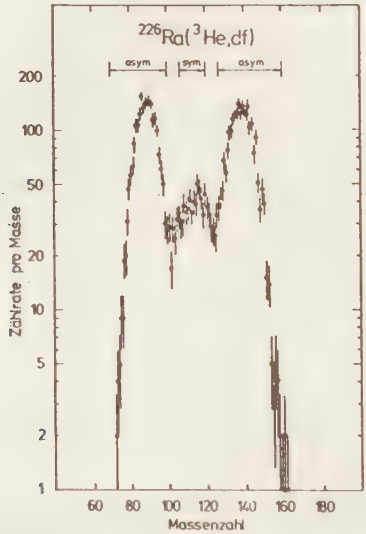


Fig. 15: Über die Anregungsenergien 7 MeV $\leq E_x \leq$ 13 MeV und die totalen kinetischen Energien summiertes Massenspektrum der Reaktion $^{226}Ra(^3He,df)$. Die bei der Auswertung verwendeten Fenster sind angegeben.

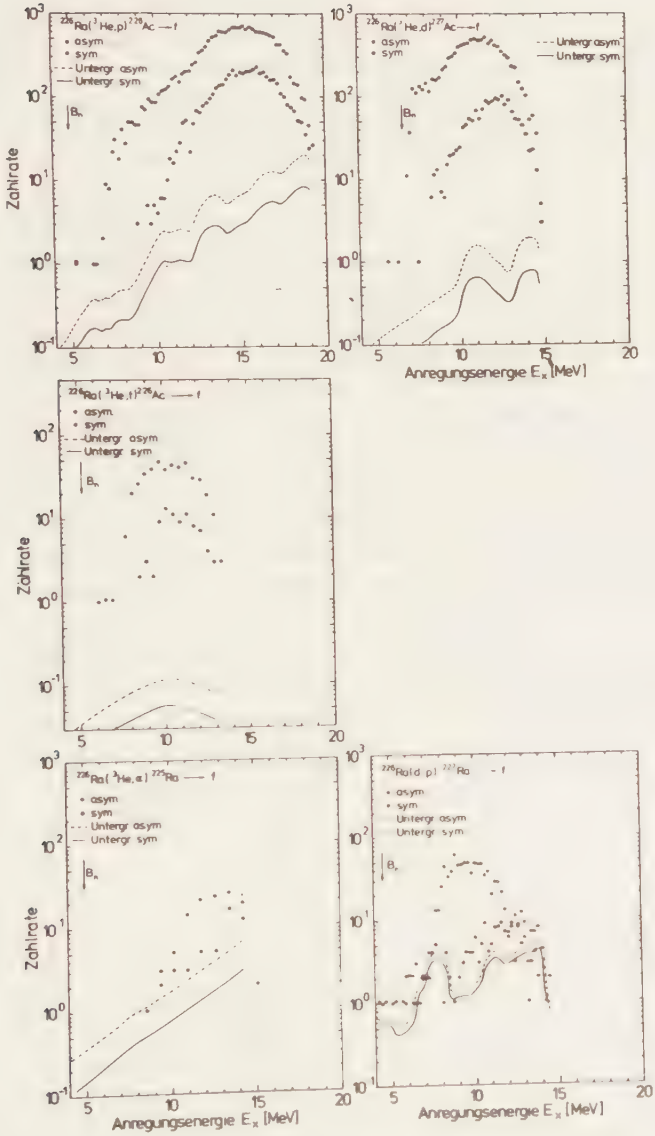


Fig. 16: Anregungsenergiespektren der Reaktionen $^{226}Ra(^{3}He,pf)$, $^{226}Ra(^{3}He,df)$, $^{226}Ra(^{3}He,tf)$, $^{226}Ra(^{3}He,\alpha f)$ und $^{226}Ra(d,pf)$ getrennt nach symmetrischer und asymmetrischer Spaltkomponente (siehe Fig. 15). Der Pfeil mit dem Index B_n symbolisiert die Lage der Neutronenbindungsenergie. Der zufällige Untergrund ist für die beiden Spaltkomponenten getrennt aufgetragen (bei $^{226}Ra(^{3}He,\alpha f)$: zufälliger Untergrund + Untergrund aus ternärer Spaltung).

tren getrennt für den jeweiligen Spaltungstyp (Fig. 16). Diese Spektren werden zur Berechnung der "symmetrischen" bzw. "asymmetrischen" Spaltwahrscheinlichkeit verwendet.

Auffallend ist der Anregungsenergiebereich zwischen 7.2 MeV - 8.7 MeV bei $^{226}Ra(^{3}He,pf)$ und 7.2 MeV - 8.1 MeV, bei $^{226}Ra(^{3}He,df)$. Bei diesen Energien ist der Reaktionskanal für asymmetrische Spaltung bereits offen, während die symmetrische Spaltung offenbar noch nicht eingesetzt hat. (Die anderen Reaktionen mit Ausnahme von $^{226}Ra(^{3}He,\alpha f)$ zeigen ein ähnliches Verhalten, jedoch ist dort die statistische Genauigkeit nicht so hoch.) Zur Verdeutlichung sind in Fig. 17 die über den Zwischenbereich summierten Massenspektren sowie das additive Spektrum beider Reaktionen dargestellt. Dabei sind die Ereigniszahlen der 0°- und 90°-Zähler zusammengefasst. Die Steilheit der inneren Flanke (in der Umgebung der Massenzahl 130) wird durch den natürlichen Abfall und - wahrscheinlich überwiegend - durch die Detektorauflösung bestimmt. Betrachtet man die Massenzahlen 107 - 120 als repräsentativ für die symmetrische Spaltkomponente, so trägt in diesem Bereich sicher weniger als 1 % der asymmetrischen Fläche bei (siehe Kap. IV.3). (Die Fenster auf die kinetische Energie der Fragmente sind so festgelegt, dass 85 % aller Daten erfasst werden.) Unter diesen Kriterien erhält

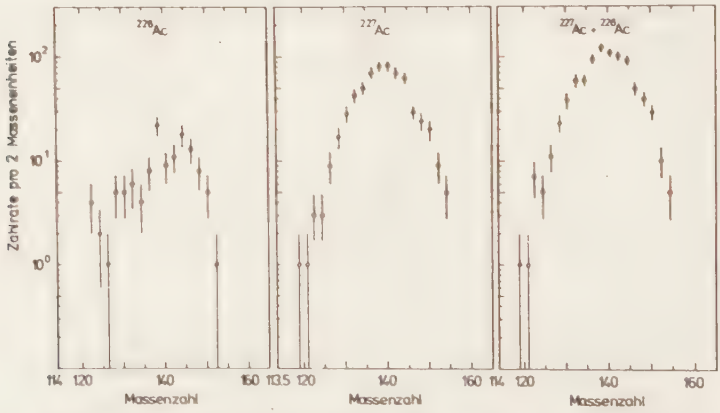


Fig. 17: Massenspektren der Reaktionen $^{226}Ra(^{3}He,p)^{228}Ac \rightarrow f$, $^{226}Ra(^{3}He,d)^{227}Ac \rightarrow f$ und deren Summenspektrum im im Text angegebenen Anregungsenergiebereich zwischen asymmetrischer und symmetrischer Spaltschwelle (Die Massen der leichten Spaltfragmente sind um den Symmetriepunkt bei den Massenzahlen 114 bzw. 113.5 gespiegelt.)

man für $^{226}Ra(^{3}He,pf)$ 0 "symmetrische" Ereignisse im Energiebereich 7.2 MeV - 8.7 MeV und 1 "symmetrisches" für $^{226}Ra(^{3}He,df)$ (Energiebereich: 7.2 MeV - 8.1 MeV). Dieses Ergebnis wird in Abschnitt V.2 eingehend diskutiert.

3. Untergrundanteile

Die Untergrundfrage war eines der zentralen Probleme bei der Durchführung und Auswertung des Experiments. In den einzelnen Spektren wurde vor der Berechnung der Spaltwahrscheinlichkeit für folgende Untergrundanteile korrigiert:

- zufälliger Untergrund:
  Der konstante Untergrund in den Zeitspektren (siehe Fig.12) entsteht durch zufällige Koinzidenzen des Teleskops mit Spaltprodukten der $^{226}Ra(^{3}He,f)$-Reaktion. Die Verteilung dieses zufälligen Untergrundes auf die Anregungsenergie hat die Form des jeweiligen (unkorrigierten) Einzelspektrums des interessierenden Teilchens. Durch Mittelung über den Bereich zu beiden Seiten des prompten Zeit-Peaks (Fig. 12 "Untergrundfenster") lässt sich die Gesamtzahl N_u der Untergrundereignisse im TAC-Fenster bestimmen. Der Untergrundanteil $U(E_x)$ bei der Anregungsenergie E_x ist dann:

$$U(E_x) = N_u \cdot \frac{N_E(E_x)}{\sum_{E_x} N_E(E_x)}$$

  $N_E(E_x)$ Zählrate im Einzelspektrum bei der Anregungsenergie E_x

  Die Massenverteilung dieses Untergrundes ist durch die Form der $^{226}Ra(^{3}He,f)$-Massenverteilung gegeben (Fig. 18). Die in der Figur angegebenen Fenster wurden bei der Auswertung verwendet, um die Anregungsenergiespektren getrennt für die symmetrischen und asymmetrischen Massen zu gewinnen (siehe Abschnitt IV.2). Der Anteil des zufälligen Untergrundes in diesen Spektren am gesamten zufälligen Untergrund ist dann durch das Verhältnis der Flächen im asymmetrischen bzw. symmetrischen Fenster (schraffierte Flächen in Fig. 18) zur Gesamtfläche der Massenverteilung gegeben.

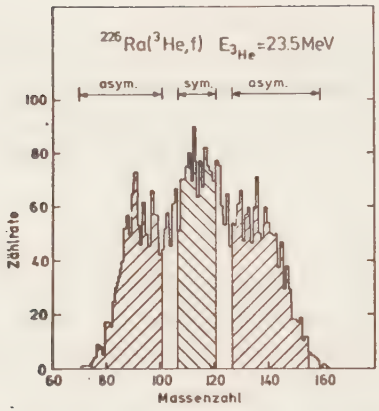


Fig. 18: Massenspektrum der Untergrundreaktion ^{226}Ra(^{3}He,f).

- Untergrund, der auf Schwänze in der Massenverteilung der Spaltfragmente zurückzuführen ist:
  Durch extreme Energieverluste im Target- oder Träger-Material und durch Pile up können die Pulshöhen in den Spaltzählern verfälscht werden. Es kann vorkommen, dass Kerne, die in Wirklichkeit asymmetrisch spalten, vom Massenanalysierprogramm als symmetrisch spaltende identifiziert werden. Darum ragen Schwänze der asymmetrischen Massenverteilung in den symmetrischen Bereich hinein. Die Abschätzung dieses Untergrundanteils ist schwierig, da er von wirklich symmetrischen Ereignissen nicht getrennt werden kann. Eine Ausnahme bildet der Anregungsenergiebereich zwischen der asymmetrischen und symmetrischen Spaltschwelle (siehe Kap. IV.2). Aus der Form der Massenverteilung dieser Ereignisse (Fig. 17) kann man auf den asymmetrischen Anteil im symmetrischen Fenster zurückschliessen.

- Untergrund, der auf Schwänze im Teilchenspektrum zurückzuführen ist:
  Durch Pile up im ΔE-Zähler werden leichte Reaktionsprodukte, die z.B. reell Protonen sind, vom Teilchenindentifikationsprogramm als Deuteronen erkannt. Zusätzlich ist dann auch die Teilchenenergie verfälscht. Das Deuteronenenergiespektrum - um bei dem Beispiel zu bleiben - enthält dann Anteile des (verzerrten) Protonenspektrums, die sich im Bereich der Spaltschwellen störend auswirken. Dieser Unter-

grundanteil kann wiederum nur grössenordnungsmässig abgeschätzt werden. Abhilfe wird nur durch Pile up-Unterdrükkung geschaffen (Abschn. III.2.4).

- Bei der $^{226}Ra(^{3}He,\alpha f)$-Reaktion: Untergrund durch ternäre Spaltung:
  Speziell bei $^{226}Ra(^{3}He,\alpha f)$ muss eine weitere Korrektur für ternäre Spaltung des ^{229}Th-Compoundkerns nach ^{3}He-Einfang berücksichtigt werden. Man erhält einen quantitativen Wert für diese Korrektur, wenn man bei der Reaktion d + ^{226}Ra (E_d = 18 MeV) die α-Koinzidenzen misst, da für diese Deuteronenenergie die Reaktion $^{226}Ra(d,\alpha f)$ energetisch ausgeschlossen ist. In Fig. 19 ist die erhaltene Zählrate in Abhängigkeit von der Energie der α-Teilchen aufgetragen. Die durchgezogene Linie gibt die Werte von Fraenkel [Fr 67] für ternäre Spontanspaltung von ^{252}Cf wieder. Die Grösse dieser Korrektur beträgt etwa 20 % der in der Reaktion $^{226}Ra(^{3}He,\alpha f)$ akkummulierten Ereignisse.

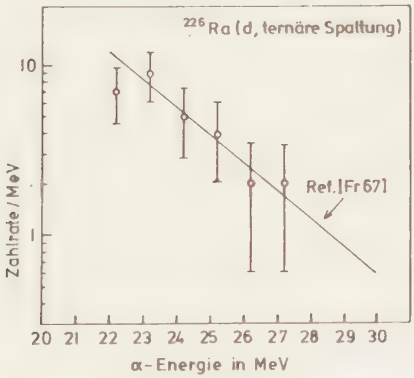


Fig. 19: Energieverteilung der α-Teilchen nach ternärer Spaltung $^{226}Ra(d,f)$, E_d = 18 MeV. Die eingezeichnete Gerade gibt die Werte für ternäre Spaltung von ^{252}Cf wieder.

4. Berechnung der Spaltwahrscheinlichkeit

Im letzten Schritt des Auswerteverfahrens wurde die Spaltwahrscheinlichkeit aus den Anregungsenergiespektren der Koinzidenzen $\Delta E/E$-F2 bzw. F4 ("totale" Spaltwahrscheinlichkeit) und $\Delta E/E$-F1/F2 bzw. F3/F4 mit Fenster auf die symmetrischen bzw. asymmetrischen Massen ("symmetrische" bzw. "asymmetrische" Spaltwahrscheinlichkeit) in Abhängigkeit von der Anregungsenergie E_x des spaltenden Kerns berechnet.
Die Spaltwahrscheinlichkeit bei der Anregungsenergie E_x ist definiert:

$$P_f(E_x) = \frac{\sigma_{(^3He,xf)}(E_x)}{\sigma_{(^3He,x)}(E_x)} \qquad (IV.1)$$

wobei $\sigma_{(^3He,xf)}(E_x)$ der Spaltwirkungsquerschnitt der Reaktion (^{3}He,xf) bei der Anregungsenergie E_x und $\sigma_{(^3He,x)}(E_x)$ der Wirkungsquerschnitt der Reaktion (^{3}He,x) bei gleichem E_x ist.

$$\sigma_{(^3He,x)}(E_x) = \frac{N_S(E_x)}{\Delta\Omega_T} \qquad (IV.2)$$

mit $N_S(E_x)$ korrigierte (siehe unten) Zählrate bei der Energie E_x im Einzelspektrum des jeweiligen Teilchens x (siehe Kap. IV.2)

$\Delta\Omega_T$ Raumwinkel des Teleskops im Schwerpunktsystem

Nimmt man für die Winkelverteilung der Spaltfragmente in erster Näherung an (im Schwerpunktsystem):

$$W(\theta_f, E_x) = \sigma_{(^3He,xf)}(E_x)\cdot[1 + g_2 P_2(\cos\theta_f)] \qquad (IV.3)$$

so ist:

$$\sigma_{(^3He,xf)} = \frac{2}{3}\left[W(90°, E_x) + \frac{1}{2}W(0°, E_x)\right] \qquad (IV.4)$$

Mit Verwendung der experimentellen Daten

$$W(0°, E_x) = \frac{1}{2}\,\frac{N(0°, E_x)}{\Delta\Omega_T\cdot\Delta\Omega_{CM}(0°)}$$

$$W(90°, E_x) = \frac{1}{2}\,\frac{N(90°, E_x)}{\Delta\Omega_T\cdot\Delta\Omega_{CM}(0°)}\cdot\frac{\Delta\Omega_{CM}(0°)}{\Delta\Omega_{CM}(90°)} \qquad (IV.5)$$

wobei $\Delta\Omega_{CM}(0°), \Delta\Omega_{CM}(90°)$ Raumwinkel der 0°- und 90°-Spaltzähler im Schwerpunktsystem

$N(0°, E_x), N(90°, E_x)$ Zählraten der 0°- und 90°-Spaltzähler bei der Energie E_x

Der Faktor 1/2 berücksichtigt, dass pro Spaltung 2 Fragmente entstehen.
Kombination der Formeln (IV.1), bis(IV.5) gibt für die Spaltwahrscheinlichkeit:

$$P_f(E_x) = \frac{1}{3\Delta\Omega_{CM}(0°)} \frac{1}{N_S(E_x)} \left[N(90°, E_x) \frac{\Delta\Omega_{CM}(0°)}{\Delta\Omega_{CM}(90°)} + \frac{1}{2} N(0°, E_x)\right] \qquad \text{(IV.6)}$$

und den statistischen Fehler:

$$\Delta P_f(E_x) = \frac{1}{3\Delta\Omega_{CM}(0°)} \cdot \frac{1}{N_S(E_x)} \sqrt{N(90°, E_x)\left(\frac{\Delta\Omega_{CM}(0°)}{\Delta\Omega_{CM}(90°)}\right)^2 + \frac{1}{4} N(0°, E_x)} \qquad \text{(IV.7)}$$

Zur Berechnung dieser Grössen benötigt man die effektiven Raumwinkel der 0°- und 90°-Zähler und das korrigierte Einzelspektrum $N_S(E_x)$ (siehe unten).

- Berechnung der effektiven Raumwinkel:

Da Strahlpositionsverschiebungen während des Experiments die geometrischen Raumwinkelverhältnisse der Zähler untereinander ändern, wurde nur der Raumwinkel des 0°-Rückwärtszählers (F2) absolut bestimmt, während die der übrigen Spaltzähler aus der Anzahl der zufälligen (^{3}He,f)-Koinzidenzen berechnet wurden. Dabei wurde für die Anisotropie der (^{3}He,f)-Winkelverteilung korrigiert. Der Fehler dieser relativen Raumwinkelbestimmung beträgt ca. 10 %. In der nachstehenden Tabelle 5 sind die errechneten Raumwinkelverhältnisse aufgeführt (Dabei sind die Symbole 0° u.90° durch die in Fig. 8a verwendeten Spaltzählerbezeichnungen ersetzt.

		F2	F4	Koinz. F1/F2	Koinz. F3/F4
absolut	$\frac{\Delta\Omega_{CM}}{4\pi}$	0.016			
relativ	$\frac{\Delta\Omega_{CM}(Fx)}{\Delta\Omega_{CM}(F2)}$		2.3	0.43	0.95

Tab.4: Verhältnisse der effektiven Raumwinkel

- Bestimmung von N_S (E_x)

Die Einzelspektren der Reaktionen $(^3He,x)$, x = p,d,t,α sollten bei den Aktiniden im interessierenden Anregungsenergiebereich > 6 MeV einen glatten Verlauf zeigen und sich zudem voneinander nur unwesentlich unterscheiden (z.B. auch die Einzelspektren von Uran von denen von Radium). Erscheinen in diesen Spektren Linien, so können sie dem Trägermaterial oder Targetverunreinigungen zugeordnet werden, in unserem Fall ^{12}C und ^{16}O. Um diese Beiträge muss bei der Bestimmung von $\sigma_{(^3He,x)}$ korrigiert werden.

In Fig. 20 sind die Einzelspektren aller analysierten Reaktionen wiedergegeben. In Tabelle 5 sind für die $(^3He,x)$-Reaktionen die Faktoren f_σ für die Umrechnung der Ereignisse pro Kanal in $\frac{mb}{sr\ MeV}$ angegeben.

Die Protonen- und Deuteronen-Einzelspektren wurden in einem gesonderten Experiment mit grosser Winkelauflösung gemessen (Winkelunschärfe ≈ 2°). Die insbesondere im Protonenspektrum auftretenden Linien können den Reaktionen $^{12}C(^3He,p)^{14}N$, $^{16}O(^3He,p)^{18}F$ [Man 68a, Man 68b] zugeordnet werden. Diese liefern im Anregungs-Energiebereich E_x > 12.2 MeV auch Kontinuumsbeiträge (mit der Kinematik der $^{226}Ra(^3He,p)^{228}Ac$-Reaktion berechnet!). Die Form des Protonen-Einzelspektrums wird bei Anregungsenergien E_x > 10.5 MeV ausserdem durch das Aufbrechen der ^3He,-Bindung in p-p-n im Coulombfeld des schweren Kerns verfälscht (break up). In der Literatur ist darüber weder experimentelle noch theoretische Information verfügbar.

$^{226}Ra(^3He,p)$	$^{226}Ra(^3He,d)$	$^{226}Ra(^3He,t)$	$^{226}Ra(^3He,\alpha)$
$1.65 \cdot 10^{-3}$	$2.2 \cdot 10^{-3}$	$3.2 \cdot 10^{-4}$	$1.6 \cdot 10^{-4}$

Tab.5 : Umrechnungsfaktoren zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts aus den Ereignisraten/Kanal in Fig. 20:

$$\sigma_{(^3He,x)} = N_S\ (E_x) \cdot f_\sigma \quad \left[\frac{mb}{sr\ MeV}\right].$$

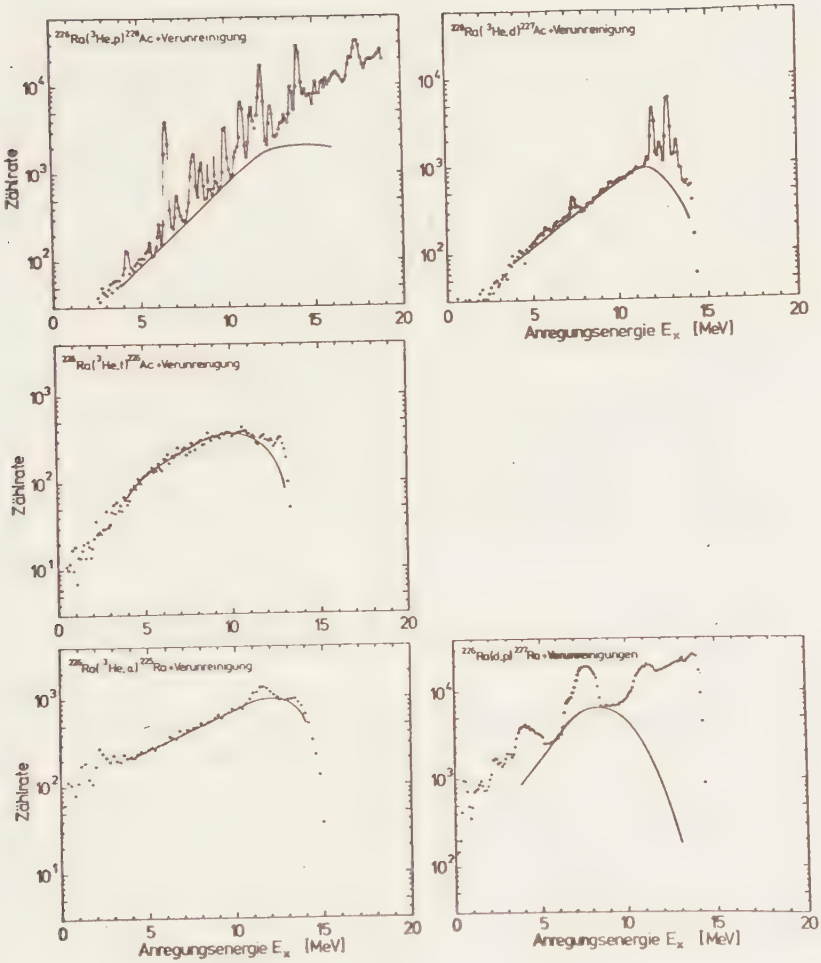


Fig. 20: Einzelspektren der von ^{3}He bzw. d induzierten direkten Reaktionen an einem ^{226}Ra-Target + Verunreinigungen. Die stark gezeichneten Kurven geben die Form der korrigierten Einzelspektren wieder (Erklärung im Text). In Tab. 5 sind für die (^{3}He,x)-Reaktionen die Umrechnungsfaktoren der Ordinatenskala (Ereignisse pro Kanal) in $\frac{\text{mb}}{\text{sr MeV}}$ angegeben.

Das korrigierte Protonen-Einzelspektrum (stark gezeichnete Kurve in Fig. 20 oben links) wurde bis zu E_x = 10.5 MeV durch glatte Interpolation unter den Untergrundlinien erzeugt. Für höhere Anregungsenergien wurde gefordert, dass sich für die Spaltwahrscheinlichkeit (Spaltung 1. Ordnung + 2. Ordnung) von ^{238}U (^3He,pf) im Bereich 14 MeV $\leq E_x \leq$ 16 MeV der konstante Wert 0.52 ergab. Diesen Wert erhält man aus der bekannten Spaltwahrscheinlichkeit von ^{239}Np [Ba 73] und der - wider Erwarten niedrigen - Spaltwahrscheinlichkeit von ^{240}Np (P_f = 0.13) bei $E_x \approx$ 10 MeV. (Dabei wird die Annahme gemacht, dass sich die Spaltwahrscheinlichkeit von ^{240}Np bei höheren Anregungsenergien nur unwesentlich ändert [Hy 64]). Zugleich wird mit dieser Festlegung des korrigierten Einzelspektrums auch für den ^3He-Aufbruch korrigiert, da für die Spaltwahrscheinlichkeit von ^{239}Np nicht durch Break-up verfälschte Ergebnisse verwendet werden. (Zur Anwendung des oben beschriebenen Vergleichsverfahrens wurden in einem Vorexperiment mit der gleichen Anordnung wie beim Ra-Experiment die Reaktionen $^{238}U(^3He,xf)$, x = p,d,t,α und ^{238}U(d,pf) untersucht).

Auf ähnliche Weise wie beim $^{226}Ra(^3He,p)$ Einzelspektrum wurde beim ^{226} Ra(d,p) Einzelspektrum $N_S(E_x)$ gewonnen (Fig. 20 unten rechts).

Im Deuteronenspektrum treten nennenswerte Verunreinigungsbeiträge erst bei E_x > 11 MeV auf (Fig. 20 oben rechts). Zudem ist der Aufbruch von ^3He in d-p vernachlässigbar. Die stark gezeichnete Kurve zeigt wiederum das korrigierte Deuteronenspektrum. Die Extrapolation für Werte von E_x > 11 MeV erhält man durch die Forderung der angenäherten Konstanz der Spaltwahrscheinlichkeit von ^{238}U (^3He,df) in diesem Bereich. Der Wert der Spaltwahrscheinlichkeit wurde nicht festgelegt und zeigt gute Übereinstimmung mit der von Back et al. [Ba 73] erhaltenen Spaltwahrscheinlichkeit von ^{239}Np (Fig. 21 oben rechts). Bei den Tritonen und α-Einzelspektren waren keine nennenswerten Korrekturen notwendig.

Die mit den jeweiligen korrigierten Einzelspektren erhaltenen Spaltwahrscheinlichkeiten für die $^{238}U(^3He,xf)$- und

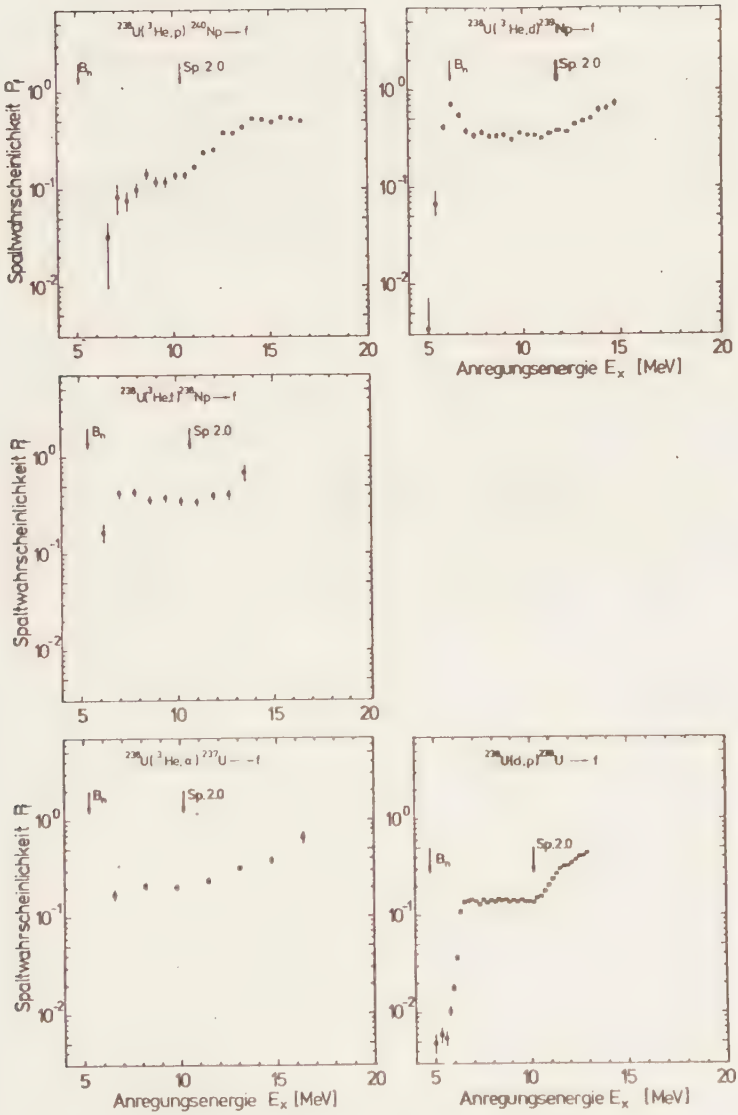


Fig. 21: Spaltwahrscheinlichkeiten der Reaktionen $^{238}U(^{3}He,pf)$, $^{238}U(^{3}He,df)$, $^{238}U(^{3}He,tf)$, $^{238}U(^{3}He,\alpha f)$ und $^{238}U(d,pf)$. Zur Berechnung der Spaltwahrscheinlichkeiten wurden die im Text diskutierten korrigierten Einzelspektren verwendet. Die Pfeile geben die Lagen der Neutronenbindungsenergie und der Spaltschwellen für Spaltung 2. Ordnung (Abdampfen eines Neutrons vor der Spaltung) an. Die Werte sind in den Fällen (^{3}He,p) und (d,p) für den Aufbruch der Strahlteilchen im Coulombfeld der schweren Kerne korrigiert.

$^{238}U(d,pf)$-Reaktionen sind in Fig. 21 aufgetragen. (Die Einzelspektren von Radium und Uran unterscheiden sich nach dem früher gesagten unwesentlich; für die wegen der Kernladungszahlen verschiedenen Coulombeffekte wurde korrigiert.) Die Spaltwahrscheinlichkeiten von $^{238}U(d,pf)$ (Fig. 21) und $^{226}Ra(d,pf)$ (Fig. 22 u. Fig. 23) wurden mit dem von Britt [Br 70] angegebenen Faktor 1.6 multipliziert, um den Aufbruch des Deuterons in p-n zu berücksichtigen.

5. Berechnung der Anisotropie

Die Anisotropie der Spaltreaktionen wurde nach der Formel berechnet:

$$\frac{W(0°,E_x)}{W(90°,E_x)} = \frac{N(0°,E_x)}{N(90°,E_x)} \; \frac{\Delta\Omega_{CM}(90°)}{\Delta\Omega_{CM}(0°)} \qquad \text{(IV.8)}$$

(Bezeichnungen wie in Formel IV.5)

V. Ergebnisse

1. Spaltwahrscheinlichkeiten, Spaltschwellen und Anisotropien

In diesem Abschnitt sollen die Ergebnisse des im Abschnitt IV beschriebenen Auswerteverfahrens vorgewiesen und diskutiert werden.

In Fig. 22 sind die totalen (d.h. symmetrischen +asymmetrischen) Spaltwahrscheinlichkeiten und Anisotropien der einzelnen Reaktionen in Abhängigkeit von der Anregungsenergie E_x aufgetragen, in Fig. 23 getrennt nach symmetrischer und asymmetrischer Spaltung. (Dazu wurden die drei Höcker der Massenverteilung durch Gausskurven angenähert und von den symmetrischen bzw. asymmetrischen Fensterflächen auf die entsprechenden Gesamtflächen umgerechnet.) Die im Abschnitt IV.3 diskutierten Untergrundanteile sind abgezogen. Die Fehlerangabe bezieht sich in allen Fällen auf den statistischen Fehler. Der Absolutfehler beträgt etwa 10 % - 20 % in den Energiebereichen, in denen die Verunreinigungsbeiträge nicht überwiegen; in den Bereichen, in denen die Form des korrigierten Einzelspektrums nach dem Kriterium der Konstanz der Spaltwahrscheinlichkeiten der Uran-Reaktionsprodukte festgelegt wurde (siehe Abschnitt IV.4), wird die maximale Abweichung auf 50 % geschätzt. Das gewählte Auswerteverfahren enthält auch die - nur in den Fällen (^{3}He,p) und (d,p) wichtigen - Korrekturen für den Aufbruch der Strahlteilchen im Coulombfeld der schweren Kerne (siehe Abschnitt IV.4). In den Fällen ^{226}Ra(^{3}He,tf), ^{226}Ra(^{3}He,α,f) und ^{226}Ra(d,pf) wurden wegen zu geringer statistischer Aussagekraft die Anisotropiewerte nicht nach symmetrischer und asymmetrischer Spaltkomponente getrennt.

Die totalen und asymmetrischen Spaltwahrscheinlichkeiten zeigen das von den Aktiniden bekannte Schwellverhalten: Im Bereich der Schwelle steigt die Spaltwahrscheinlichkeit innerhalb von etwa 0.5 MeV steil an und nimmt dann nur noch schwach mit der Anregungsenergie zu. Die Detektorauflösung beträgt für (^{3}He,αf) maximal 0.4 MeV, in den anderen Fällen etwa

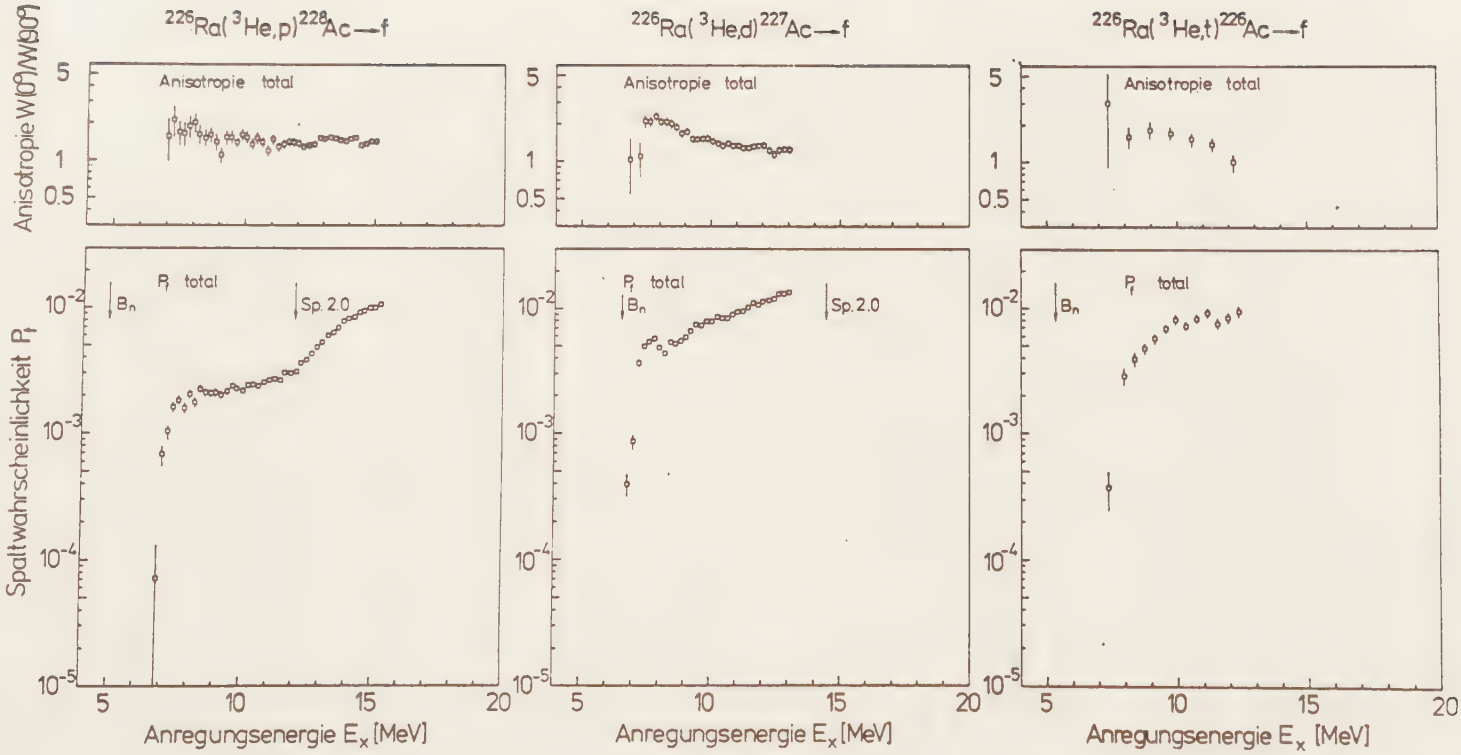

$^{226}Ra(^{3}He,p)^{228}Ac \rightarrow f$
$^{226}Ra(^{3}He,d)^{227}Ac \rightarrow f$
$^{226}Ra(^{3}He,t)^{226}Ac \rightarrow f$
Anisotropie W(0°)/W(90°)
Anisotropie total
Spaltwahrscheinlichkeit P_f
P_f total
B_n
Sp. 2.0
Anregungsenergie E_x [MeV]

Fig. 22:

Fig. 22 Fortsetzung

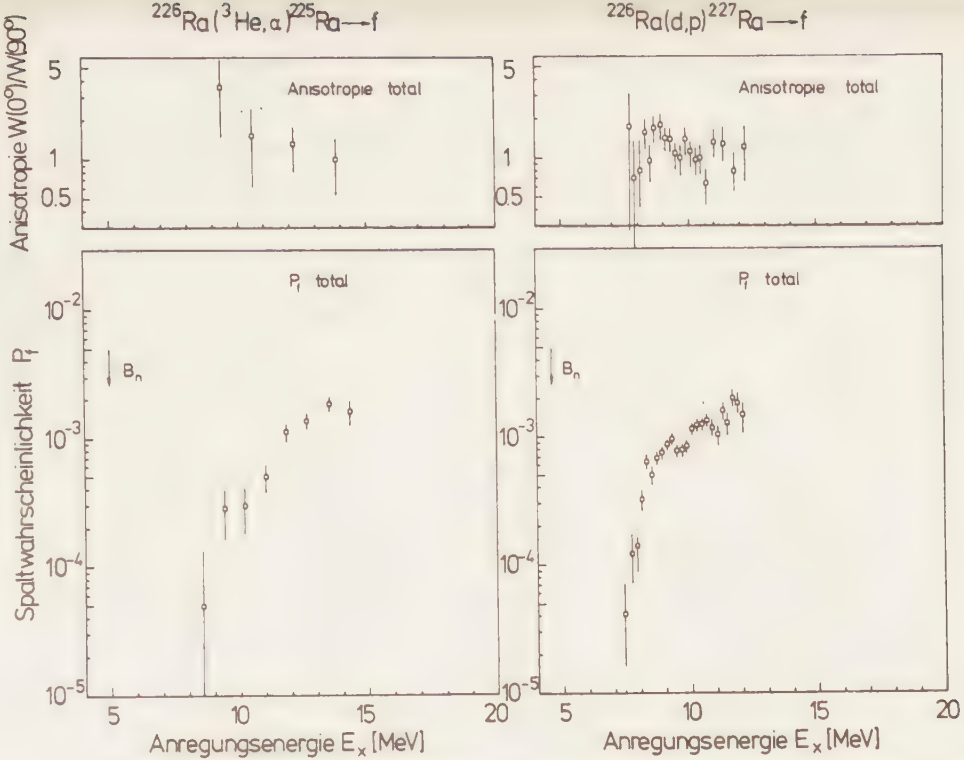


Fig. 22: Totale (symmetrische + asymmetrische) Spaltwahrscheinlichkeiten und Fragment-Anisotropien der Kerne $^{228,227,226}Ac$ und $^{225,227}Ra$ in Abhängigkeit von der Anregungsenergie. Die Werte sind in den Fällen (^3He,p) und (d,p) für den Aufbruch der Strahlteilchen im Coulombfeld der schweren Kerne korrigiert. Der Pfeil mit dem Index B_n kennzeichnet die Lage der Neutronenbindungsenergie. Bei ^{228}Ac und ^{227}Ac gibt der Pfeil mit dem Index "Sp.2.0" die Lage der Spaltschwelle 2. Ordnung an. Bei den übrigen Kernen liegt diese Schwelle bei höheren Anregungsenergien als von der Messung erfasst wurden.

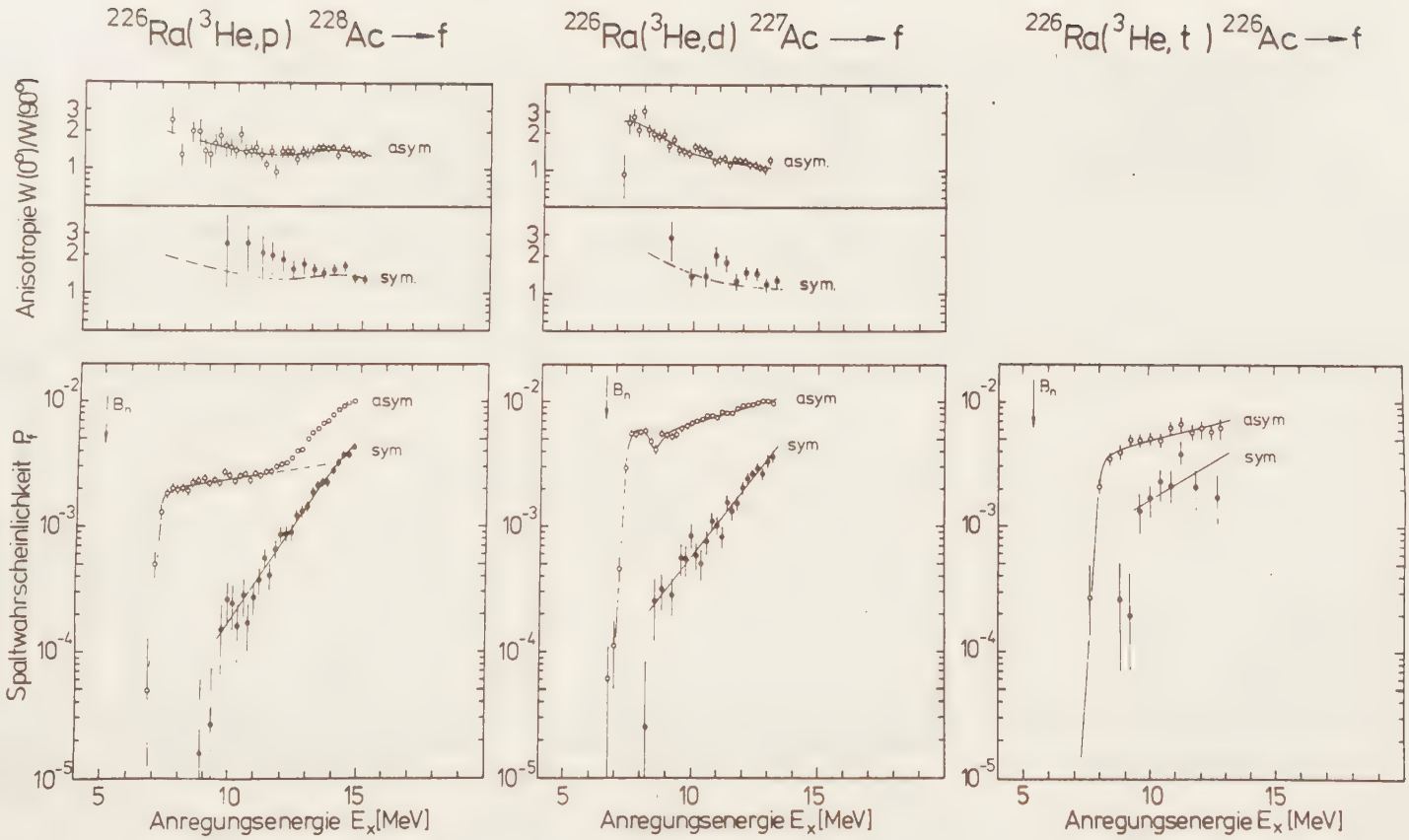

226Ra(3He,p) 228Ac → f
226Ra(3He,d) 227Ac → f
226Ra(3He,t) 226Ac → f
Anisotropie W(0°)/W(90°)
asym
sym.
Spaltwahrscheinlichkeit Pf
Bn
asym
sym
Anregungsenergie Ex [MeV]

Fig. 23:

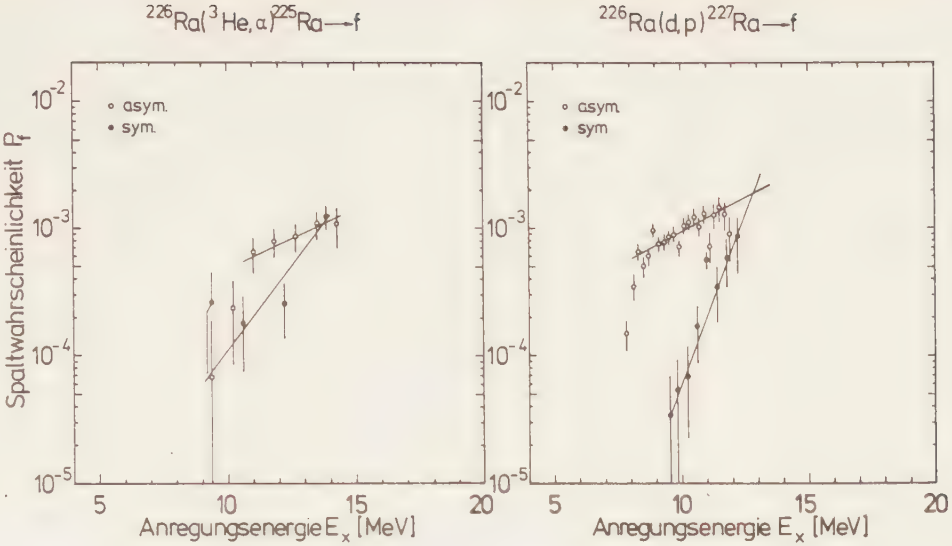


Fig. 23: Spaltwahrscheinlichkeiten und Fragmentanisotropien (für ^{228}Ac und ^{227}Ac) der Reaktionen der spaltenden Kerne $^{228,227,226}Ac$ und $^{225,227}Ra$ getrennt nach symmetrischer und asymmetrischer Spaltung. Die Werte sind bei (^{3}He,p) und (d,p) für den Aufbruch der Strahlteilchen im Coulombfeld der schweren Kerne korrigiert. Der Pfeil mit dem Index B_n kennzeichnet die Lage der Neutronenbindungsenergie. Bei ^{228}Ac liegt die Spaltschwelle 2. Ordnung bei 11.8 MeV, in den übrigen Fällen bei höheren Anregungsenergien als von der Messung erfasst wurden. Die durchgezogenen Linien in den Diagrammen der asymmetrischen Anisotropie erscheinen noch einmal als gestrichelte Linien in denen der symmetrischen Anisotropie.

0.2 MeV (siehe Tabelle 3, Abschnitt III.2); in den Figuren ist also in erster Linie die natürliche Schwellbreite erkennbar. Über die Schwellenform der symmetrischen Spaltkomponenten kann aus statistischen Gründen keine Aussage gemacht werden; der Anstieg erfolgt anscheinend mit vergleichbarer Steilheit. Die wichtigsten Erkenntnisse aus Fig. 22 und Fig. 23 lassen sich in folgenden fünf Punkten zusammenfassen:

(1) Symmetrische und asymmetrische Spaltung treten gleichzeitig im gleichen Kern auf:

Alle vorliegenden Fälle zeigen dreihöckrige Massenverteilungen mit wohldefinierten Minima zwischen den beiden Spaltkomponenten bei Anregungsenergien, die kleiner sind als die Energieschwelle für Spaltung 2. Ordnung (Abdampfen eines Neutrons vor der Spaltung. In den Fällen, in denen die Schwelle für Spaltung 2. Ordnung in den Figuren nicht angegeben ist, liegt sie bei höheren Anregungsenergien als von der Messung erfasst wurden). Diese bisher in der Literatur offene Frage [Pe 71] ist damit beantwortet.

(2) Die Spaltschwellen für symmetrische und asymmetrische Spaltung sind verschieden:

Die Spaltschwelle für symmetrische Spaltung liegt bei allen Endkernen mit Ausnahme von ^{225}Ra höher als die asymmetrische. Für die beiden Fälle mit der grössten statistischen Genauigkeit, ^{228}Ac und ^{227}Ac, betragen die Schwellwerte 7.2 MeV bzw. 9.2 MeV (^{228}Ac) und 7.3 MeV bzw. 8.5 MeV (^{227}Ac) für asymmetrische bzw. symmetrische Spaltung.

Wie bereits im Abschnitt IV.2 erwähnt, wurden im Zwischenschwellenbereich 0 (^{228}Ac, 7.2 MeV $\leq E_x \leq$ 8.7 MeV) bzw. 1 (^{227}Ac, 7.2 MeV $\leq E_x \leq$ 8.1 MeV) "symmetrische " Ereignisse gemessen. Dieses Ergebnis soll hier unter zwei verschiedenen statistischen Gesichtspunkten diskutiert werden:

- Extrapoliert man den angenähert exponentiellen Abfall der symmetrischen Komponente zu niedrigeren Energien in den Zwischenschwellenbereich, so erwartet man für ^{228}Ac als

spaltenden Kern mehr als 25, für ^{227}Ac mehr als 40 Ereignisse. Die Poissonwahrscheinlichkeit, von 25 bzw. 40 Ereignissen nur 0 bzw. 1 zu messen, ist in beiden Fällen kleiner 10^{-10}.

- Mehr quantitativ kann man die Frage nach einer oberen Grenze der symmetrischen Spaltwahrscheinlichkeit im Zwischenschwellenbereich stellen. Am Beispiel von ^{228}Ac sei das erläutert: Werden 0 Ereignisse gemessen und 1.7 zufällige Ereignisse erwartet, so ist nach der Poisson-Statistik mit 93 % Wahrscheinlichkeit die Zahl der echten Ereignisse, die man erwarten kann, kleiner oder gleich 1. Führt man diese Abschätzungen für die Summe der Ereignisse der 0° - und 90° -Zähler der zweiten Teilmessung durch, so erhält man die in Tabelle 6 angegebenen oberen Grenzen für das Verhältnis von symmetrischer zu asymmetrischer Ausbeute im Zwischenschwellenbereich. Ebenfalls angeführt ist die statistische Sicherheit, mit der diese Abschätzung gewonnen wurde. Zum Vergleich wird auch die gemittelte Grösse $\frac{\text{sym. Ausbeute}}{\text{asym. Ausbeute}}$ oberhalb der symmetrischen Spaltschwelle angegeben (Energiebereich: 9.8 MeV - 10.7 MeV für ^{228}Ac und 8.6 MeV - 9.5 MeV für ^{227}Ac).

Tabelle 6:

Reaktion	Energiebereich [MeV]	sym. Fenster		asym. Fenster	sym. Ausbeute / asym. Ausbeute *)		
		Ereign. Zahl	erwartete Zufällige	Ereign. Zahl	Zwischen-Schwellen-bereich	stat. Sicherheit	oberhalb der sym. Spalt-schwelle
$^{226}Ra(^{3}He,pf)$	7.2-8.7	0	1.7	239	$<7.5\cdot10^{-3}$	93 %	$7.2 \cdot 10^{-2}$
$^{226}Ra(^{3}He,df)$	7.2-8.1	1	0.6	593	$<9.0\cdot10^{-3}$	87 %	$8.3 \cdot 10^{-2}$
gesamt		1	2.3	832	$<4.3\cdot10^{-3}$	93 %	$7.9 \cdot 10^{-2}$

*) Symmetrische und asymmetrische Ausbeute sind auf äquivalente Fensterflächen normiert.

Damit ist gezeigt, dass bei kleineren Anregungsenergien als der "symmetrischen Spaltschwelle" entspricht die Ausbeute für symmetrische Spaltung sprunghaft um mindestens eine Grössenordnung kleiner, wenn nicht sogar 0 wird, sich also die These einer "symmetrischen Spaltschwelle" mit grosser statistischer Sicherheit rechtfertigen lässt.

Für ^{226}Ac, ^{225}Ra und ^{227}Ra ist die Zahl der gemessenen Ereignisse für statistisch signifikante Aussagen zu gering.

Der Verlauf der Anisotropie in Abhängigkeit von der Anregungsenergie (oberer Teil in Fig. 23) unterstützt zusätzlich, zumindest für ^{228}Ac und ^{227}Ac, die Annahme von zwei verschiedenen Sattelpunkten: Da in der Nähe der Spaltschwelle der Kern nur über wenige Sattelpunktszustände spalten kann (Abschnitt II.2), ist die Breite der Verteilung der zulässigen Quantenzahlen K klein. Nach dem statistischen Modell [Bo 55, Ha 58, Gr 59] - und das gilt in dieser qualitativen Form auch in der Nähe der Spaltschwelle - nimmt die Anisotropie mit abnehmender Breite der Verteilung von K zu; ihr Wert hängt von der Grösse des mittleren übertragenen Drehimpulses ab. In der Nähe der asymmetrischen Spaltschwelle werden tatsächlich die höchsten Werte für die Anisotropie beobachtet. (Das Gleiche gilt für die totalen Anisotropien, die an den jeweiligen Schwellen gleich den asymmetrischen sind.) Solch grosse Werte sind ein Zeichen einmal für einen grossen mittleren Drehimpuls (vgl. z.B. ^{226}Ra (p,f) [Ko 68], zum anderen für eine gute Ausrichtung des Kerns durch die induzierende direkte Reaktion (siehe die Problematik in Abschnitt II.4). Bei höheren Anregungsenergien wird - mit zunehmender Anzahl der möglichen Sattelpunktzustände - die Anisotropie kleiner. Der erneute leichte Wiederanstieg bei ^{228}Ac für $E_x > 12$ MeV ist auf das Einsetzen von Spaltung zweiter Ordnung zurückzuführen.

Die Anisotropie der sym. Komponente hingegen weist bei gleichen Anregungsenergien grössere Werte als die der asymmetrischen auf (zur Erleichterung eines Vergleiches ist in Fig. 23 bei der "symmetrischen" Anisotropie der Verlauf der "asymmetrischen"

als gestrichelte Kurve noch einmal gezeichnet). Für die symmetrische Komponente scheinen entsprechend hohe Anisotropiewerte in der Nähe der symmetrischen Spaltschwelle aufzutreten, so als ob das Verhalten der Anisotropie entsprechend der Verschiebung der Schwelle ebenfalls verschoben sei.

Diese Ergebnisse legen nahe, die Existenz von verschiedenen Spaltschwellen für die symmetrische und asymmetrische Massenkomponente anzunehmen, zumindest für die vorliegenden ungeraden Kerne. Zugleich damit scheinen die Rechnungen [Pa 73] bestätigt zu werden, die in der Tat für symmetrische und asymmetrische Massenkomponenten verschiedene Sattelpunktshöhen ergeben.

(3) Abhängigkeit der Spaltwahrscheinlichkeiten von den Nukleonenzahlen Z und N:

Die Spaltwahrscheinlichkeiten sind im Vergleich zu den rein asymmetrisch spaltenden Aktiniden ($P_f > 0.1$) klein. Bei ^{225}Ra und ^{227}Ra sind sie sogar von gleicher Grössenordnung wie die extrem kleinen relativen Ausbeuten von Spaltungsisomeren im Bereich der Aktiniden. Auffallend ist das Abnehmen der Spaltwahrscheinlichkeit um fast eine Grössenordnung beim Übergang von den Ac-Isotopen zu den Ra-Isotopen. Da solch ein Verhalten in schwächerer Form bereits bei den Aktiniden mit kleinem Z auftritt, scheint vorwiegend die Kernladungszahl die Höhe der Spaltwahrscheinlichkeit zu bestimmen.

Das Verhältnis Symmetrie/Asymmetrie hingegen zeigt eher einen Zusammenhang mit der Neutronenzahl N : Mit abnehmender Neutronenzahl wächst bei beiden Elementen der relative Anteil der symmetrischen Massenkomponenten. Bei ^{226}Ac und ^{226}Ra ist dieser am grössten. In die gleiche Richtung geht die Annäherung von symmetrischer und asymmetrischer Spaltschwelle mit abnehmender Neutronenzahl. Statistisch gesichert ist dies beim Übergang ^{228}Ac → ^{227}Ac. Bei diesen Isotopen beträgt die Differenz 2 MeV (^{228}Ac) bzw. 1.2 MeV (^{227}Ac). Für ^{226}Ac scheint sie abermals merklich kleiner zu sein. In gleicher

Weise sind bei ^{227}Ra die beiden Spaltschwellen um ca. 1 MeV gegeneinander verschoben, bei ^{225}Ra hingegen ist - jedenfalls im Rahmen der geringen statistischen Genauigkeit - keine Verschiebung feststellbar. Durch diesen experimentellen Befund werden die Rechnungen von Pauli (siehe Abschnitt II.1) bezüglich der Abhängigkeit von der Neutronenzahl zumindest qualitativ bestätigt.

(4) Verschiedenes Verhalten von symmetrischer und asymmetrischer Spaltung in Abhängigkeit von der Anregungsenergie:

An der logarithmischen Darstellung in Fig. 23 erkennt man eine angenähert exponentielle Zunahme der Spaltwahrscheinlichkeit für die beiden Spaltungstypen mit wachsender Anregungsenergie. In beiden Fällen bleibt $\frac{\partial \log Pf}{\partial E_x}$ in einem Bereich bis mindestens 5 MeV oberhalb der jeweiligen Spaltschwelle konstant; die symmetrische Komponente steigt jedoch wesentlich steiler an als die asymmetrische. (Der Knick in der Spaltwahrscheinlichkeitskurve von ^{228}Ac bei 12 MeV ist auf das Einsetzen von Spaltung 2. Ordnung zurückzuführen. Die gestrichelte Linie in Fig. 23 bei ^{228}Ac deutet den - mit gewissen Unsicherheiten - extrapolierten Verlauf der Spaltwahrscheinlichkeit 1. Ordnung an.)

Noch überraschender jedoch ist, dass zumindest in drei Fällen (^{228}Ac, ^{225}Ra, ^{227}Ra) auf Grund ihres steilen Anstiegs die Spaltwahrscheinlichkeit für symmetrische Spaltung schon wenige MeV oberhalb der Barriere höher ist als die für asymmetrische. Dieses "Umkippen" des Verhältnisses von symmetrischer/asymmetrischer Spaltung wurde bereits für höhere Anregungsenergien bei ^{227}Ac beobachtet [Ko 68, Pe 71]; die Daten von [Ko 68] schliessen sich nach oben an die in dieser Arbeit gemessenen kontinuierlich an.

Huizenga und Vandenbosch [Hu 62] berechnen die Spaltwahrscheinlichkeit $P_f \approx \frac{\Gamma_f}{\Gamma_n}$ nach dem statistischen Modell in Abhängigkeit von der Anregungsenergie (wobei Γ_f, Γ_n die reduzierten Breiten für Spaltung und Neutronenemission sind; es ist angenommen $\Gamma_{tot} \approx \Gamma_n$, mit Γ_{tot} reduzierte Breite aller möglichen Reaktionen). Als Parameter werden dabei die

Spaltschwelle E_f und $B_n' = B_n + \Delta$ angesehen (B_n die Neutronenbindungsenergie des Tochterkerns nach Neutronenverdampfung und $\Delta \approx 0$ für ungerade Neutronenzahlen N und gleich der Neutronenpaarungslücke für gerade N).

Für einen Vergleich mit dem statistischen Modell wurde der exponentielle Anstieg der experimentell gefundenen Spaltwahrscheinlichkeit durch eine Gerade der Form $\log P_f = a + b(E_x - E_f)$ nach der Methode der kleinsten Quadrate angenähert. Die dabei bestimmten Werte a, b sind in Fig. 24 als Funktion des das Spaltverhalten kontrollierenden Parameters $(E_f - B_n')$ aufgetragen. Die experimentellen Werte stehen offensichtlich mit den statistischen Parametern in Zusammenhang. Zum Vergleich sind in Fig. 24 auch die Vorhersagen des statistischen Modells eingezeichnet (durchgezogene Geraden). Da in diesem Modell die Abhängigkeit von der Anregungsenergie - im Gegensatz zum Experiment - nicht durch ein einfaches Exponentialgesetz beschrieben wird, wurden die den experimentellen Parametern a, b entsprechenden Werte bei den Anregungsenergien $(E_x - E_f) = 3$ MeV und 5 MeV berechnet (nach Gleichung (11) von [Hu 62] mit $a_n = a_f = 10.5\ \mathrm{MeV}^{-1}$). Die Steigungen unterscheiden sich innerhalb eines Faktors 2-3 und variieren zudem mit der Anregungsenergie. Bei der Grösse a beträgt die Abweichung sogar fast eine Grössenordnung. Insgesamt wird also der experimentelle Befund vom Modell nur schlecht wiedergegeben.

Das Überkeuzen des Symmetrie/Asymmetrie-Verhaltens kann vom statistischen Modell in der vorliegenden Form überhaupt nicht beschrieben werden. Eine Aenderung der Massenverhältnisse mit steigender Anregungsenergie erhält man in diesem Modell durch das "Auswaschen" von Schaleneffekten, d.h. das Abnehmen der Strutinskii-Schalenkorrekturen mit wachsenden Anregungsenergien. Rechnungen in dieser Richtung wurden in neuester Zeit von einigen theoretischen Gruppen durchgeführt [Mo 72, Je 73, Ma 73a]. Allerdings machen sich diese erst bei Kerntemperaturen > 1 MeV, d.h. Anregungsenergien > 20 MeV bemerkbar. Im asymptotischen Verhalten bei sehr hohen Energien zeigt sich eine Rückkehr zum reinen Tröpfchenmodell mit der daraus

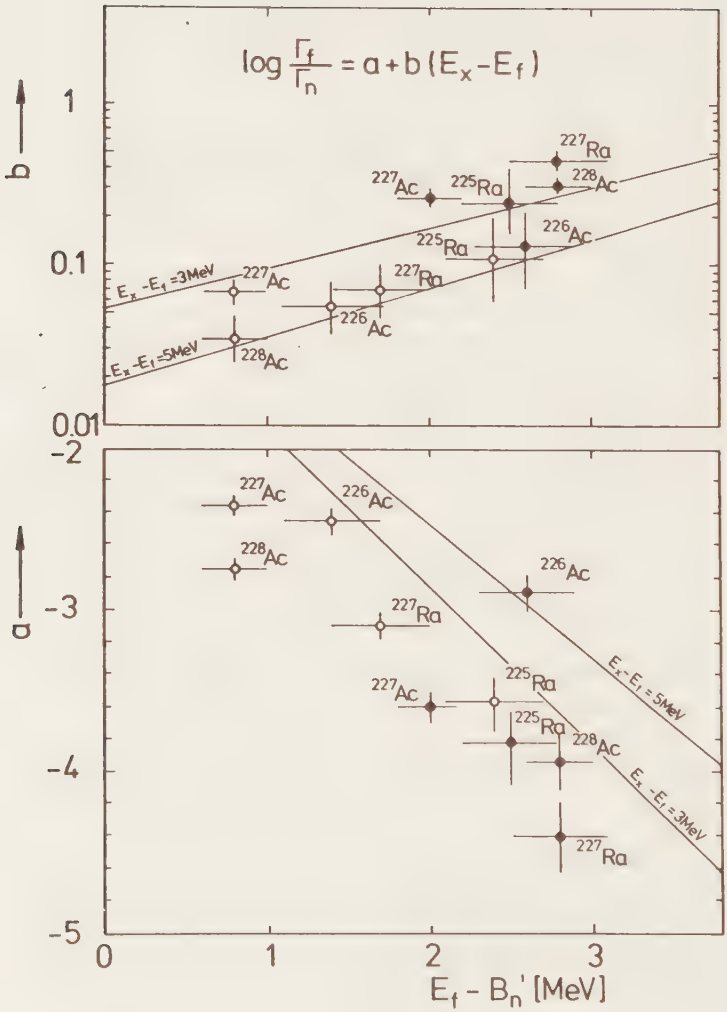


Fig. 24: Konstanter Wert a und Steigung b der Funktion $\log P_f = a + b(E_x - E_f)$ als Funktion von $(E_f - B'_n)$ (Erklärung im Text) für alle untersuchten Kerne getrennt für die asymmetrischen (offene Kreise) und symmetrischen (gefüllte Kreise) Spaltkomponenten. Die durchgezogenen Geraden geben die nach dem statistischen Modell [Hu 62] berechneten Werte für $(E_x - E_f) = 3$ MeV und 5 MeV wieder.

folgenden symmetrischen Massenverteilung (siehe Abschnitt II.1). Experimentell wurde jedoch auch bei hohen Anregungsenergien eine dreihöckrige Form beobachtet [Ko 68].

Nach neuesten Rechnungen von Maruhn [Ma 73b] wird im wesentlichen das Quadrat der Wellenfunktion der Nullpunktsschwingung im β_3-Freiheitsgrad als Fragmentmassenverteilung interpretiert. Die Abhängigkeit dieser Verteilung von der Anregungsenergie ergibt sich durch Bevölkerung der höheren Schwingungszustände im β_3-Freiheitsgrad. Jedoch auch dieses Modell ist bisher weder in der Lage, ein mit der Anregungsenergie so starkes Anwachsen der symmetrischen Komponente im Vergleich zur asymmetrischen, wie man es beobachtet, noch einen Überkreuzungspunkt zu erzeugen.

Denkbar wäre eine Erklärung im Rahmen des statistischen Modells nur auf folgende Weise: Nimmt man zur Beschreibung der Niveaudichten $\rho = \exp\,(a(E_x - E_f))^{1/2}$ an den verschiedenen Sattelpunkten für die symmetrische und asymmetrische Komponente verschiedene Dichteparameter a_{sym} und a_{asym} an, so lässt sich bei geeigneter Wahl dieser Parameter ein Überkreuzen erreichen. Erforderlich sind jedoch Unterschiede zwischen a_{sym} und a_{asym} von 20 % - 40 %, die auch noch vom jeweiligen Kern abhängen. Diese zur Erklärung notwendige Annahme scheint jedoch ganz unrealistisch zu sein [Ni 73].

(5) Struktur in der asymmetrischen Spaltwahrscheinlichkeit von ^{227}Ac oberhalb der Spaltschwelle:

Die Spaltwahrscheinlichkeit für die asymmetrische Komponente weist unmittelbar oberhalb der Spaltschwelle Struktur auf. Als Erklärung bietet sich ein Zusammenhang mit dem sich öffnenden Neutronenkanal an (Energiedifferenz zwischen Spaltschwelle und Neutronenbindungsenergie: 0.7 MeV). Allerdings wurde eine ähnliche Struktur bei der Reaktion ^{226}Ra(n,f) gemessen [Bab 69]; in diesem Fall scheidet jedoch ein Zusammenhang mit Neutronenemission aus, da bei ^{227}Ra die Energiedifferenz 3.6 MeV beträgt. In Ref. [Bab69] wird das erneute Ansteigen der Spaltwahrscheinlichkeit jeweils verschiedenen Spaltschwellen für Zustände positiver und neg. Parität zuge-

schrieben. Dieses Argument lässt sich jedoch nicht auf die Situation in ^{227}Ac ausdehnen: ^{227}Ac besitzt ein ungepaartes Proton, ^{227}Ra hingegen ein ungepaartes Neutron. Proton und Neutron bewegen sich aber in völlig verschiedenen Nilsson-Orbitalen. Daher ist es äusserst unwahrscheinlich, dass diese Kerne eine derart ähnliche Niveaustruktur besitzen. Das müsste man jedoch voraussetzen, wenn die oben gegebene Erklärung für beide Kerne zuträfe. Ausserdem ist bei der vorliegenden Messung der Spaltwahrscheinlichkeit von ^{227}Ra mit der ^{226}Ra (d,p)^{227}Ra-Reaktion (siehe Fig. 23), im Gegensatz zur russischen Messung ^{226}Ra(n,f), innerhalb der erreichten statistischen Genauigkeit kaum eine Struktur erkennbar.

Transmissions-Resonanzen [St 68, Bj 69] können ebenfalls Struktur in den Spaltwahrscheinlichkeiten verursachen. Diese bei induzierter Spaltung im Aktinidenbereich auftretende Erscheinung folgt aus der Existenz der doppelhöckrigen Potentialbarriere: Findet Spaltung bei Anregungsenergien von β-Vibrationszuständen im II. Minimum statt, so treten wegen der damit verbundenen höheren Penetrationswahrscheinlichkeit bei diesen Anregungsenergien resonanzartige Strukturen in der Spaltwahrscheinlichkeit auf. (Bei einer Einzel-Barriere ist das nicht möglich.) Bei Kernen mit kleinerer Kernladungszahl als Thorium erwartet man allerdings solche Transmissionsresonanzen nicht, da hier die innere Potentialbarriere niedriger ist als die äussere (siehe z.B. [Pa 73]), also für die an der Spaltung beteiligten Zustände mehr die Situation einer Einzelbarriere gegeben ist. Zudem betragen die Breiten solcher Transmissionsresonanzen maximal 100-200 keV, während die Struktur von ^{227}Ac in Fig. 23 eine Breite von 1 MeV aufweist.

Auffälligerweise liegt das Minimum in der Struktur der Spaltwahrscheinlichkeit von ^{227}Ac gerade an der Schwelle für symmetrische Spaltung; man könnte also an eine destruktive Interferenz beim Zusammenwirken von asymmetrischer und symmetrischer Spaltung denken. Dann sollte jedoch ein entsprechendes Minimum in der Spaltwahrscheinlichkeit auch der anderen Kerne auftreten. Zumindest in den Fällen von ^{228}Ac und ^{227}Ra kann mit der vorliegenden statistischen Genauigkeit die Existenz

einer derartigen Struktur verneint werden. Nach all diesen Argumenten verbleibt als wahrscheinlichste Erklärung nur der Zusammenhang mit dem sich öffnenden, mit Spaltung konkurrierenden Neutronenkanal.

2. Verteilungen der totalen kinetischen Energien der Fragmente in Abhängigkeit von Massenzahl und Anregungsenergie.

In diesem Abschnitt soll durch Untersuchung der totalen kinetischen Energien und der damit korrelierten Grössen das gleichzeitige Auftreten von symmetrischer und asymmetrischer Komponente der dreihöckrigen Massenverteilung noch detaillierter diskutiert werden.

In der bisherigen Argumentation wurde ohne genauere Definition dieses Begriffes implizit die Existenz von zwei Spaltkomponenten vorausgesetzt, der symmetrischen und der asymmetrischen. Anscheinend sind diese beiden Anteile auf verschiedene, im gleichen Kern koexistierende Spaltmechanismen zurückzuführen ("Zwei-Komponenten-Hypothese" der Spaltung [Br 63, Ko 68]): Das Verhalten der symmetrischen Massenkomponente kann ausgezeichnet im Rahmen des Tröpfchenmodells beschrieben werden, während das der asymmetrischen durch "Schaleneffekte"(im allgemeinsten Sinne) beeinflusst wird.

Danach sollten sich Unterschiede in den beiden Komponenten auch in den mittleren totalen kinetischen Energien und der Breite der Verteilung (Varianz) der kinetischen Energien äussern. Insbesondere könnte man Überlagerungseffekte der beiden Komponenten in den Massenbereichen erwarten, in denen beide Anteile in gleicher Grössenordnung vorkommen (z.B. $126 \leq M \leq 130$).

Fig. 25 zeigt in Abhängigkeit von den Fragmentmassen die Massenhäufigkeit, die gemittelte totale kinetische Energie und die Varianz der Verteilung der kinetischen Energie für die beiden Kerne mit der grössten statistischen Genauigkeit (^{228}Ac, ^{227}Ac). Dabei ist über Anregungsenergiebereiche mit ausschliesslich Spaltung erster Ordnung summiert. Die Daten zeigen die gleichen Eigenschaften, wie sie bereits für Spaltung mit hoher Anregungsenergie bekannt sind [Br 63, Ko 68, Pe 71] :

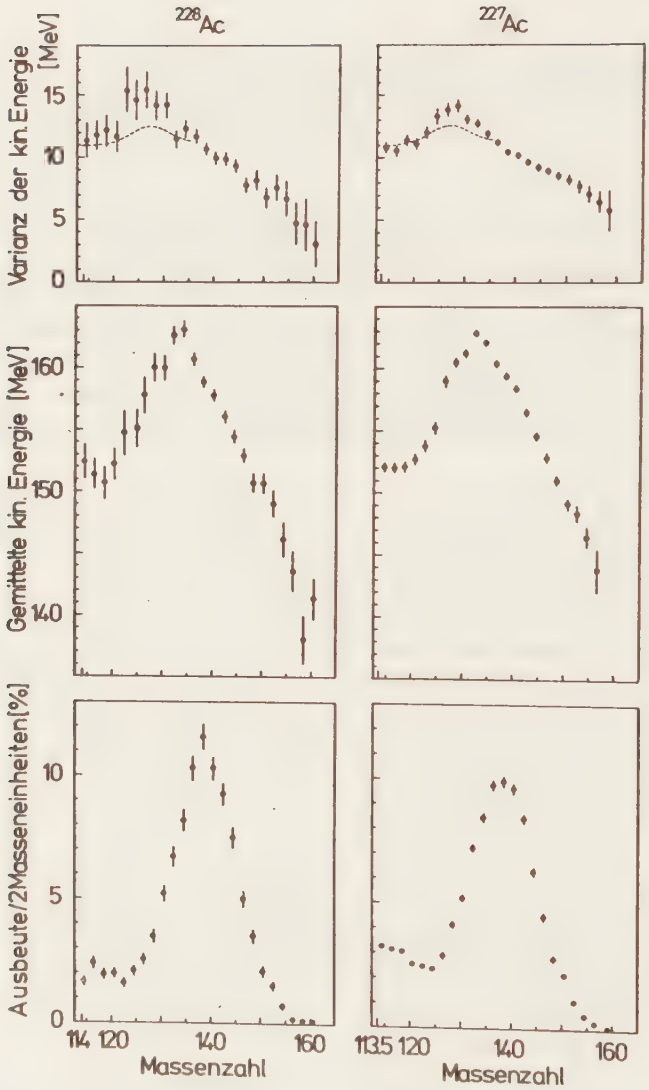


Fig. 25: Massenhäufigkeit, gemittelte totale kinetische Energie und Breite der Verteilung der kinetischen Energien als Funktion der Massen der schweren Fragmente für die spaltenden Kerne $^{228,227}Ac$. Es ist über die Anregungsenergiebereiche summiert, bei denen nur Spaltung 1. Ordnung möglich ist. Die gestrichelten Linien in den Teilfiguren der Varianz der kin. Energie geben die für inkohärente Überlagerung von symmetrischer und asymmetrischer Spaltkomponente berechneten Werte wieder.

- Die kinetische Energie ist für symmetrische Spaltung ($M \approx 114$) um angenähert 12 MeV niedriger als bei $M \approx 135$. Zu höheren Massenzahlen hin nimmt sie auf Grund von Schaleneffekten wieder ab [Sch 69]. Der unterschiedliche Absolutwert der kinetischen Energien der beiden Komponenten weist darauf hin, dass die Ladungszentren der entstehenden Fragmente am Zerreisspunkt unterschiedliche Abstände haben. Diese Frage wird ausführlich in Ref. [Br 63] diskutiert.

- Ein Maximum in der Breite der Verteilung der kinetischen Energien liegt bei $M \approx 128$ bis 130, und damit im Übergangsbereich zwischen den Fragmentmassen der beiden Spaltungstypen. Im Gegensatz dazu ist die Varianz bei rein symmetrischer Spaltung (z.B. $^{197}Au(^{3}He,f)$ und bei rein asymmetrischer Spaltung (z.B. ^{252}Cf-Spontanspaltung) nahezu unabhängig von der Fragmentmassenzahl [Br 63] (bis auf einen leicht abfallenden Trend bei stark asymmetrischen Massen, der auch hier beobachtet wird, s. Fig. 25). Solch ein Maximum in der Varianz kann durch inkohärente Überlagerung der Breiten für symmetrische und asymmetrische Spaltung $\sigma_s(E_{kin})$ und $\sigma_{as}(E_{kin})$ erzeugt werden. Nach [Br 63] ergibt sich für die Gesamtbreite:

$$\sigma^2(E_{kin}) = F\sigma_s^2(E_{kin,s}) + (1-F)\sigma_{as}^2(E_{kin,as}) + F(1-F)(\bar{E}_{kin,as} - \bar{E}_{kin,s})^2$$

dabei ist F das Verhältnis von symmetrischer Ausbeute zur Gesamtausbeute bei gegebener Massenzahl und $\bar{E}_{kin,as}$, $\bar{E}_{kin,s}$ die gemittelten totalen kinetischen Energien der asymmetrischen und symmetrischen Komponenten. Nimmt man in ganz grober Näherung für den Massenbereich $114 \leq M \leq 135$ $\sigma_{as}(E_{kin}) = \sigma_s(E_{kin}) = 11$ MeV und $(\bar{E}_{kin,as} - \bar{E}_{kin,s}) = 12$ MeV an und nähert die Massenverteilung für symmetrische und asymmetrische Komponente durch Gaussverteilungen an, so erhält man die in Fig. 25 gestrichelt eingezeichnete Kurve. Das qualitative Verhalten wird wiedergegeben, jedoch liegen die experimentellen Werte merklich höher. Zusätzlich zur inkohärenten Überlagerung scheint es also noch einen weiteren Beitrag zum Maximum zu geben.

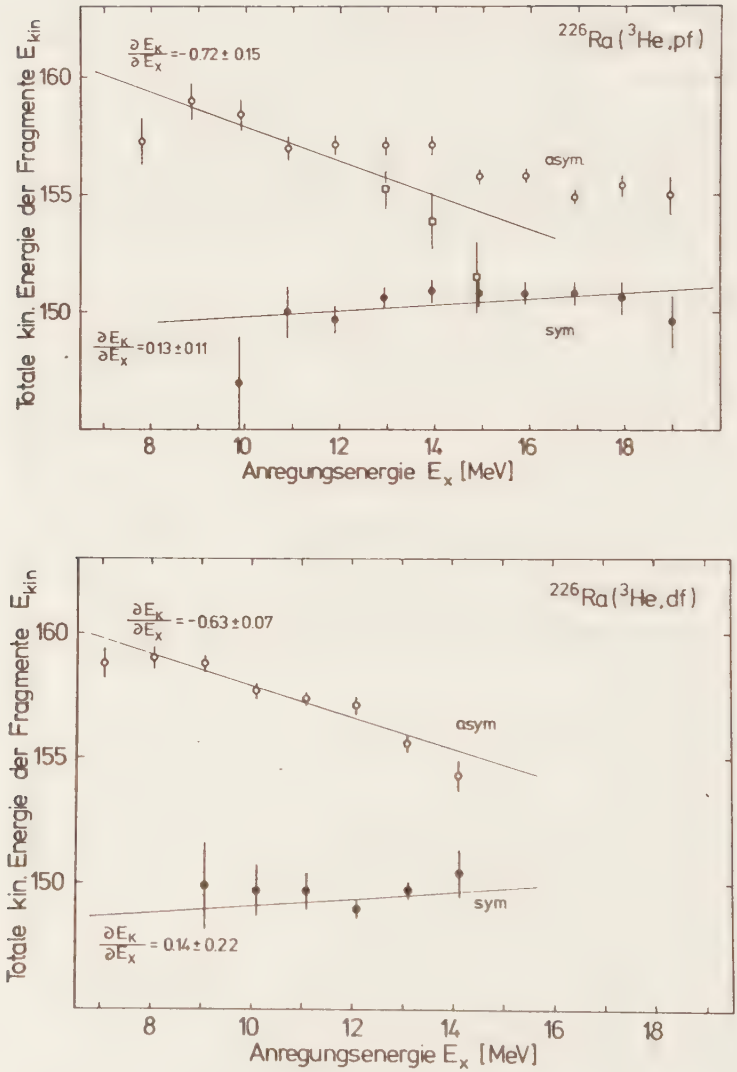


Fig. 26: Gemittelte totale kinetische Energie der Fragmente von ^{228,227}Ac getrennt für die symmetrische und asymmetrische Spaltkomponente. Die offenen Quadrate (bei ^{228}Ac) geben die für Spaltung 2. Ordnung korrigierten Werte wieder. Die Geraden wurden nach der Methode der kleinsten Quadrate berechnet (bei der asymmetrischen Komponente von ^{228}Ac für die korrigierten Werte).

In Fig. 26 ist für ^{228}Ac und ^{227}Ac die gemittelte kinetische Energie getrennt für die symmetrische und asymmetrische Komponente als Funktion der Anregungsenergie aufgetragen. (Im Falle von ^{228}Ac musste für $E_x > 12$ MeV um den Betrag von Spaltung 2. Ordnung korrigiert werden; dazu wurden die Ergebnisse für ^{227}Ac, dem Folgekern von ^{228}Ac nach Neutronenabdampfung, und die Spaltwahrscheinlichkeiten von Fig. 23 benutzt. Die Quadrate in Fig. 26 beziehen sich auf diese korrigierten Werte.) Die kinetischen Energien ändern sich offenbar unterschiedlich in Abhängigkeit von der Anregungsenergie. Für die asymmetrische Spaltung nimmt mit wachsender Anregungsenergie die totale kinetische Energie ab und zwar mit den Steigungen $\partial \bar{E}_{kin,as}/\partial E_x = -0.72 \pm 0.15$ für ^{228}Ac (korrigiert für Spaltung 2. Ordnung) und $\partial \bar{E}_{kin,as}/\partial E_x = -0.62 \pm 0.07$ für ^{227}Ac. Diese Abnahme ist nicht Folge des Anwachsens des symmetrischen Anteils (mit kleinerem $\bar{E}_{kin,s}$) im asymmetrischen Massenfenster. Unterstellt man, dass $\bar{E}_{kin,as}$ in Abhängigkeit von der Anregungsenergie konstant bleibt und untersucht nur die durch das Anwachsen des symmetrischen Anteils verursachte Abnahme von $\bar{E}_{kin,as}$, so erhält man die Steigung $\partial \bar{E}_{kin,as}/\partial E_x = -0.16$ für ^{227}Ac und $\partial \bar{E}_{kin,as}/\partial E_x = -0.15$ für ^{228}Ac, also wesentlich kleinere Werte als beobachtet.

Hingegen ändert sich die kinetische Energie der symmetrischen Komponente nicht wesentlich mit der Anregungsenergie. Die berechneten Werte sind $\partial \bar{E}_{kin,s}/\partial E_x = 0.16 \pm 0.22$ für ^{228}Ac und $\partial \bar{E}_{kin,s}/\partial E_x = 0.13 \pm 0.11$ für ^{227}Ac.

Zur genaueren Diskussion sind in Fig. 27 die Ableitungen der gemittelten totalen kinetischen Energien nach E_x als Funktion der Massenzahl aufgetragen. Die gestrichelt gezeichnete Kurve gibt wiederum die Abhängigkeit wieder, die man unter Annahme einer inkohärenten Überlagerung von zwei Spaltungsarten mit einer Energiedifferenz von 12 MeV erhält, deren relative Anteile sich als Funktion der Anregungsenergie ändern. Die Kurve gibt zwar den Trend der experimentellen Werte wieder, jedoch keine quantitative Übereinstimmung. Auffällig ist die Verschiebung um 2-3 Masseneinheiten zu den symmetrischen Massenzahlen. Sie ist die Ursache dafür, dass der über die asymme-

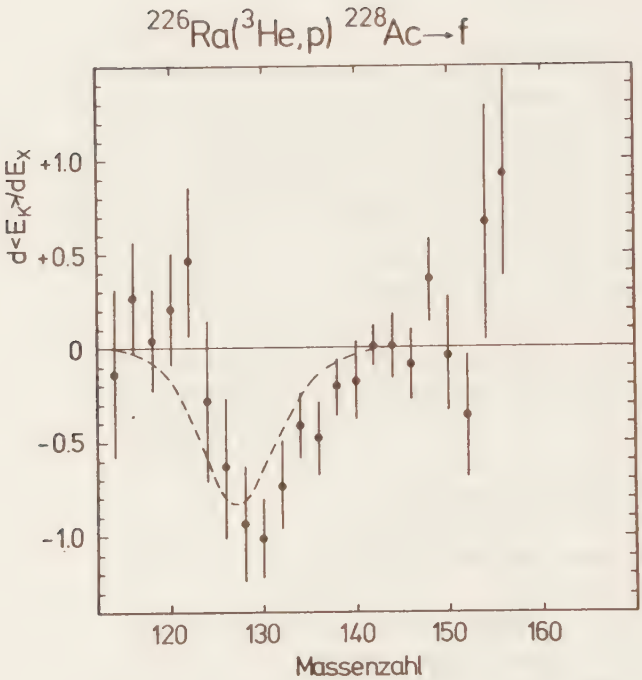


Fig. 27: Steigung $\partial \bar{E}_{kin}/\partial E_x$ der gemittelten totalen kinetischen Energie der Fragmente mit der Anregungsenergie in ^{228}Ac als Funktion der Massenzahl der schweren Fragmente. Für Spaltung 2.Ordnung wurde nicht korrigiert. Die gestrichelte Linie gibt die für inkohärente Überlagerung von symmetrischer und asymmetrischer Spaltkomponente berechneten Werte wieder.

trische Häufigkeitsverteilung gemittelte Wert für die Abnahme der kinetischen Energie mit der Anregungsenergie wesentlich kleiner ist als beobachtet (siehe oben).

Zusammenfassend können also weder die Varianz der kinetischen Energie, noch die Anregungsenergie-Abhängigkeit des Mittelwertes, noch die Massen-Abhängigkeit der zugehörigen Steigung quantitativ allein durch inkohärente Überlagerung von symmetrischer und asymmetrischer Komponente erklärt werden. Tatsächlich wurde ein weitgehend ähnliches Verhalten - bei vernachlässigbarer symmetrischer Ausbeute - auch für die $^{239}Pu(d,pf)$-Reaktion mit $\partial \bar{E}_{kin,as}/\partial E_x = -0.54 \pm 0.04$ beobachtet [Mi 72]. Nach Nörenberg [Ko 69] wird eine Abnahme der kinetischen Energie mit zunehmender Anregung insbesondere für die doppelt-magischen Fragmente um $M \approx 132$ als ein "Aufweichen" der sphärischen Gestalt und damit eine geringe Vergrösserung des Abstandes der Ladungszentren der Fragmente am Zerreisspunkt interpretiert.

VI. Schlussbemerkung

Ein Teil der Ergebnisse dieses Experiments - Auftreten von symmetrischer und asymmetrischer Spaltung im gleichen Kern, unterschiedliche Spaltbarrieren und unterschiedliche Anisotropien für diese beiden Komponenten, der sich mit der Neutronenzahl ändernde relative symmetrische Anteil - sind wenigstens qualitativ verständlich.

Nach den Rechnungen von Pauli [Pa 73] im Rahmen der Strutinski Methode existieren für symmetrische und asymmetrische Spaltung verschiede Sattelpunkte mit verschiedener Höhe, die sich wie beobachtet in Abhängigkeit von der Neutronenzahl ändern.

Das Verhalten der beiden Spaltkomponenten in Abhängigkeit von der Anregungsenergie und insbesondere das "Umklappen" des Symmetrie/Asymmetrie-Verhältnisses kann jedoch mit den derzeitigen theoretischen Vorstellungen keineswegs erklärt werden. Ebenso zeigt sich, dass die"Zwei-Komponenten-Hypothese" die experimentellen Befunde für das Verhalten der mittleren kinetischen Fragment-Energien nicht vollständig wiederzugeben vermag.

Besonders danke ich den Herren Prof. Dr.H.J. Specht und Priv.Doz. Dr. E. Konecny für die Anregung zu dieser Arbeit und ihre ständige, umfangreiche Hilfe bei der Durchführung des Experiments und der Auswertung der Daten.
Herrn Prof. Dr. S. Skorka danke ich für sein Interesse am Fortgang der Arbeit und die sehr guten Arbeitsmöglichkeiten bei seinem Lehrstuhl.

Den Mitgliedern der Streukammergruppe, den Herren Dr. W. Henning, Dr. R. Müller, Dr. E. Rehm,Dr.M.Richter,Dr.H.P.Rother und H. Spieler, bin ich für die Planung und den Aufbau der radioaktiven Streukammer und vielen sonstigen Hilfeleistungen zu Dank verpflichtet. Mein Dank gilt auch der Betriebsgruppe

des Beschleunigerlaboratoriums, insbesondere Herrn W. Carli, für die Unterstützung während der Durchführung des Experiments.
Herrn Dr.H.G. Maier möchte ich für die Herstellung des Radium-Targets und Frau S. Spieler, Frau A. Friedrich und Frl. M. Reiter für die Anfertigung der Abbildungen danken.

Anhang

1. Teilchenidentifizierung

Die Identifizierung der leichten Reaktionsprodukte (p,d,t,α) geschieht, wie in dem von H.P. Rother, M. Richter entwickelten Programm [Ja 71], mit Hilfe der teilchenspezifischen Energie-Reichweitebeziehung [Hir69]. Diese Identifizierungsmethode ist speziell für die Verwendung von Si-Halbleiterteleskopen ausgelegt.

Es muss ein Parameter berechnet werden, der unabhängig von der Teilchenenergie ist, aber in einem eindeutigen Zusammenhang mit dem jeweiligen Teilchentyp steht. Ein geeigneter Parameter ist die "scheinbare" ΔE-Dicke T, die durch die Beziehung

$$T = R(E+\Delta E)-R(E) \qquad (A1)$$

definiert ist. Dabei ist R(E) die Reichweite des ausgewählten Teilchens mit der Energie E. ΔE bzw. E sind die Energien, die das Teilchen im ΔE- bzw. E-Zähler des Teleskops verliert. Die experimentell erhaltenen Teilchenenergien werden mit Hilfe von Energie-Reichweite-Tabellen, die im Speicher der Rechenmaschine verfügbar sind, in Reichweiten in Silizium umgerechnet. Man erhält dann T als Differenz der tabulierten Werte. Nur bei dem Teilchen, dessen Energie-Reichweite-Beziehung zur Berechnung der "scheinbaren" Dicke verwendet wurde, stimmt der berechnete Wert T mit der wahren Dicke des ΔE-Zählers überein. Dies wird als Auswahlkriterium für den jeweiligen Teilchentyp benützt. Fig. 11 (Abschnitt IV.2) zeigt ein mit diesem Verfahren berechnetes Teilchenspektrum. An der Unterseite der Figur ist angegeben, mit welcher Energie-Reichweite-Tabelle jeweils gerechnet wurde. Die Spektren sind so normiert, dass die "wahre" Dicke des ΔE-Zählers jeweils bei Kanal 50 liegt. Der verwendete Fensterbereich ist angegeben. Da zur Abschirmung der Spaltprodukte und der Zerfalls-Alphas von ^{226}Ra und dessen Folgeprodukten (maximale α-Energie≈8.8 MeV) vor dem Teleskop eine 50 μ-Si-äquivalente Hostaphan-Folie angebracht war, wurde mit einer ebenfalls gespeicherten dE/dx-Tabelle für den Energieverlust in der Folie korrigiert.

2. Spaltmassenanalyse

Die korrelierten Impulshöhen zweier gegenüber liegender Spaltzähler dienen zur Berechnung der Massen und kinetischen Energien der Fragmente. Dabei interessieren die Massen und Energien vor der Neutronenemission. Der Zusammenhang zwischen Detektorpulshöhe und der Energie des zugehörigen Spaltfragments wird nach Schmitt [Sch 65] durch die Gleichung gegeben:

$$e = (a + a'm)\,X + b + b'm \qquad \text{(A2)}$$

wobei e Energie des Spaltfragments im Zähler
m Masse des Spaltfragments (im Detektor, d.h. nach Neutronenemission)
X Pulshöhe des Spaltfragments im Detektor
a, a', b, b' Detektorkonstanten.

Die vier Detektorkonstanten a, a', b, b' werden nach dem von Schmitt [Sch 65] angegebenen Verfahren aus dem ^{252}Cf-Spaltfragment-Pulshöhenspektrum des jeweiligen Detektors gewonnen. Es sind vier Grössen zu bestimmen:

E_1, E_2 Energien der Fragmente 1 und 2 vor der Neutronenemission (im Schwerpunktsystem des spaltenden Kerns)
M_1, M_2 Massen der Fragmente 1 und 2 vor der Neutronenemission.

Die dazugehörigen Gleichungen bekommt man bei Verwendung des Impulssatzes, der Massenerhaltung und der beiden Energie-Pulshöhen-Relationen (A2) der Detektoren (A Massenzahl des spaltenden Kerns)

Impulssatz: $M_1E_1 = M_2E_2$ (A3)
Massenerhaltung: $A = M_1+M_2$ (A4)
Schmitt-Gleichung (A2): $e_i=(a_i+a_i'm_i)X_i+b_i+b_i'm_i$ $i=1,2$ Zähler

Die e_1, e_2, m_1, m_2 sind dabei die Energien und Massen der Fragmente nach Neutronenemission im Laborsystem.

Dieses lineare Gleichungssystem mit 4 Unbekannten ist im Prinzip eindeutig lösbar, wenn

$$E_i = e_i, \quad M_i = m_i \qquad i = 1,2$$

gilt, d.h. wenn bei der Spaltung keine Neutronen abgedampft würden und die kinematische Verschiebung durch die Rückstoss-

energie des spaltenden Kerns vernachlässigbar wäre. Das ist hier nicht der Fall. (Ausserdem erleiden die Spaltprodukte im Target- und im Targetträger-Material noch Energieverluste.) Unter diesen Umständen ist das Gleichungssystem nur durch ein Iterationsverfahren lösbar (Fig.28): Eingangsparameter sind die beiden korrelierten Pulshöhen X_1, X_2 der Fragmente. Ausser-

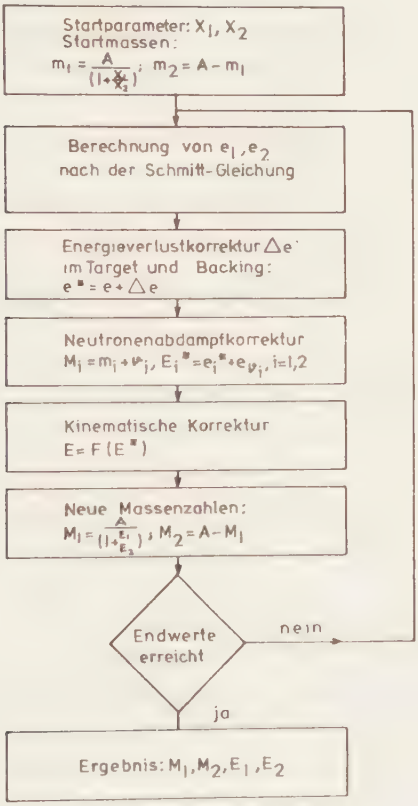


Fig.28 : Flussdiagramm des Rechenprogramms zur Fragmentmassenanalyse. Erklärung der Symbole im Text.

dem ist durch eine gesonderte Kinematikrechnung die Rückstossenergie ε des spaltenden Kerns und seine Anregungsenergie E_x bekannt. Nach der Berechnung von e_1 und e_2 nach der Schmitt-Gleichung (A2) wird eine genäherte Energieverlustkorrektur Δe durchgeführt. Dazu werden nach der Tabelle von Northcliffe und Schilling [Nor70] interpolierte Werte benützt. Die Zahl der abgedampften Neutronen $\nu = \nu(M,E_x)$ wird aus einer gespeicherten Tabelle entnommen. Die Werte dazu entstammen [Ko 72]. Die dazugehörige Energiekorrektur e_ν wird in einer Kinematikrechnung bestimmt. Die Umrechnung der Laborenergie in Schwerpunktsenergie wird nach der Formel durchgeführt:

$$E_i = E_i^* + \frac{M_i}{A}\varepsilon - 2\cdot\sqrt{\frac{M_i E_i^* \varepsilon}{A}} \cdot \cos\Theta_i \quad ,i = 1,2 \qquad \text{(A5)}$$

E_i^* Laborenergie des jeweiligen Spaltfragments

M_i Masse des Spaltfragments

ε Rückstossenergie des Reaktionskerns (spaltenden Kerns)

Θ_i Winkel des jeweiligen Spaltprodukts relativ zur Rückstossachse des Reaktionskerns.

Die verbesserten Massenzahlen sind dann:

$M_1 = \frac{A}{(1+E_1/E_2)}$ $\quad M_2 = A - M_1$ $\quad$ A · Masse des Reaktionskerns.

Falls sich die jetzt berechneten Massenzahlen um mehr als 0.1 Masseneinheiten von denen der vorhergehenden Interation unterscheiden, wird der Iterationsvorgang wiederholt, andernfalls werden die erhaltenen Massen und Energien als endgültig angesehen. Im Normalfall erhält man Konvergenz nach 4-5 Iterationsschritten. Das jeweilige Ereignis wird verworfen, wenn nach 20 Schritten keine Übereinstimmung innerhalb der 0.1 Masseneinheiten erzielt wurde.

3. Stabilisierung der Spaltzähler

Die Güte der Massenbestimmung nach dem im vorhergehenden Abschnitt beschriebenen Verfahren hängt empfindlich von der Güte der Eichung und damit von der Pulshöhenstabilität des Detektor-Analysier-Kreises ab. Es ist jedoch bekannt, dass bei Halbleiterzählern auf Grund von Strahlenschäden ein Pulshöhen-

defekt auftritt (Typisch: 5 - 8 % bei einer Dosis von ca. $5 \cdot 10^8$ Spaltprodukten). Bei längeren Messzeiten ist es daher unumgänglich, den Spaltzähler ADC-Kreis zu stabilisieren. Eine numerische Stabilisation durch das Onlinesystem, wie es sich in München anbietet, wurde von Ladd et al. [La 61] vorgeschlagen. Das Prinzip sei kurz erläutert.

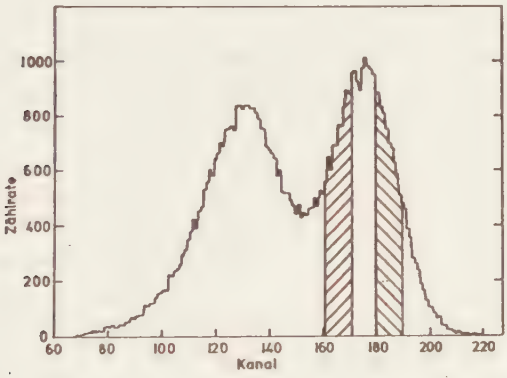


Fig. 29 : Cf-Pulshöhenspektrum mit bei der Stabilisierung verwendeten Fenstern (schraffierte Flächen)

Wie bei der bekannten elektronischen Methode werden Fenster auf die obere und untere Flanke eines Spektren-Peaks gesetzt, die gleiche Flächen einschliessen (schraffierte Bereiche in Fig. 29). Jedes Ereignis, das in das obere Fenster fällt verringert den Verstärkungsfaktor (der zu Beginn der Messung 1. gesetzt ist) um einen kleinen Betrag, während ein Ereignis im unteren Fenster den Verstärkungsfaktor erhöht. Driftet nun das System, d.h. der Peak versucht zu niedrigeren Kanalzahlen zu wandern, so fallen im Mittel mehr Ereignisse in das untere Fenster als in das obere. Der Verstärkungsfaktor wird also häufiger erhöht als erniedrigt und er nimmt z.B. den Wert 1.005 an. Mit diesem Faktor werden die neu ankommenden Detektorpulshöhen multipliziert, und der Peak wird in seiner ursprünglichen Lage gehalten. Das Problem ist nun, dass die Pulshöhe bereits digitalisiert ist, wenn sie der Rechenmaschine angeboten wird .

Um die Empfindlichkeit des Systems für kleine Aenderungen in der Verstärkung zu erhöhen, wurde ein fiktiver "Analog"-Puls durch Addition einer Zufallszahl aus dem Intervall < 0,1> zur Kanalzahl erzeugt. In der obigen Situation wird zum Beispiel die Zufallszahl 0.37 zum Kanal 180 addiert. Mit dem augenblicklichen Verstärkungsfaktor 1.005 multipliziert, fällt das Ereignis in Kanal 181. Ohne diese Zufallszahl hätte sich die Kanalnummer erst geändert, wenn der Verstärkungsfaktor > 1.0055 gewesen wäre, dann allerdings sprunghaft. Durch die Zufallszahl wird die Regelschrittweite verfeinert. Während des Experiments wurde die Schrittweite der Verstärkungsänderung zu 0.0001/(Ereignis im Fenster) gewählt. Die Stabilität der Pulshöhen war dann besser als 0.5 % (bei Gammaspektren getestet). Bei diesem Verfahren wird vorausgesetzt, dass jede Verstärkungsänderung linear mit der Pulshöhe verläuft. Im Verlauf der Experimente stellte sich jedoch heraus, dass die Pulshöhen der schweren Spaltprodukte einen grösseren Pulshöhendefekt aufweisen als die der leichten. Um dafür zu korrigieren wurden Stabilisierungsfenster in den Spaltspektren auf die Flanken beider Maxima gesetzt (siehe Fig.29) und je ein Stabilisierungsfaktor für die leichten und schweren Spaltprodukte berechnet. Im Zwischenbereich wurde linear interpoliert.

Literaturverzeichnis

[Bab 69] Yu.A. Babenko, V.T. Ippolitov, Yu.A. Nemilov, Yu.A. Selitskii, V.B. Funtstein, Sov.J.Nucl. Phys. 10 (1969) 133

[Ba 71] B.B. Back, J.P. Bondorf, G.A. Otroschenko, J.Pedersen, B. Rasmussen, Nucl.Phys. A 165 (1971) 449

[Ba 73] B.B. Back, H.C. Britt, J.D. Garrett, Ole Hansen, B. Leroux, IAEA Third Symp. Phys. and Chem. of Fission, Rochester (1973), Paper SM-174/201

[Bj 69] S. Bjornholm, V.M. Strutinskii, Nucl.Phys. A 136 (1969) 1

[Bo 39] N. Bohr, J.A. Wheeler, Phys.Rev. 56 (1939) 426

[Bo 55] Aage Bohr, Proc.Int.Conf. on Peaceful Uses of Atomic Energy (United Nations, Geneva 1955), Vol. 2, p. 151

[Bol 72] M. Bolsterli, E.O. Fiset, J.R. Nix, J.L. Norton, Phys. Rev. C 5 (1971) 349

[Br 63] H.C. Britt, H.E. Wegner, J.C. Gursky, Phys. Rev. 129 (1963) 2239

[Br 64] H.C. Britt, S.L. Whetstone, Phys.Rev. 133 (1964), B 603

[Br 65] H.C. Britt, W.R. Gibbs, Y.J. Griffin, R.H. Stokes, Phys. Rev. 139 (1965) B 354

[Br 68] H.C. Britt, F.A. Rickey, W.S. Hall, Phys. Rev. 175 (1968) 1525

[Br 70] H.C. Britt, J.D. Cramer, Phys. Rev. C 2 (1970) 1758
J.D. Cramer, H.C. Britt, Phys. Rev. C2 (1970) 2350

[El 70] W. Elze, J.R. Huizenga, Phys. Rev. C1 (1970) 328

[Fr 67] Z. Fraenkel, Phys. Rev. 156 (1967) 1283

[Fra 66] J.S. Fraser, J.C.D. Milton, Ann. Rev. Nucl. Sci. 16 (1966) 379

[Gr 59] J. Griffin, Phys. Rev. 116 (1959) 107

[Ha 58] I. Halpern, V.M. Strutinskii, Proc. Sec. United Nations International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy (United Nations, Geneva 1958) 408

[Hi 53] D.L. Hill, J.A. Wheeler, Phys.Rev. 89 (1953) 1102

[Hir69] B. Hird, R.W. Ollerhead, Nucl. Instr. and Methods 71 (1969) 231

[Hu 58] R. Huby, M.Y. Refal, G.R. Satchler, Nucl. Phys. 9 (1958) 94

[Hu 62] J.R. Huizenga, R. Vandenbosch in "Nuclear Reactions", herausgegeben von P.M. Endt und P.B. Smith, North Holland Publ. Co., Amsterdam 1962, Vol. II, p 42

[Hy 64] E.K. Hyde, "The nuclear properties of the heavy elements", Vol. III (1964), Prentice Hall Inc.

[Ja 71] Jahresbericht 1971, Beschleunigerlabor München

[Je 58] R.C. Jensen, A.W. Fairhall, Phys. Rev. 109 (1958) 942

[Je 60] R.C. Jensen, A.W. Fairhall, Phys. Rev. 118 (1960) 771

[Je 73] A.S. Jensen, J. Damgaard, Nucl.Phys. A 203 (1973) 578, Nucl.Phys. A 210 (1973) 282

[Jo 71] W. John, E.K. Hulet, R.W. Longheed, J.J. Wesolowski, Phys. Rev. Lett. 27 (1971) 45

[Ko 68] E. Konecny, H.W. Schmitt, Phys. Rev. 172 (1968) 1213; 1226

[Ko 69] E. Konecny, W. Nörenberg, H.W. Schmitt, Nucl. Phys. A 139 (1969) 513

[Ko 72] E. Konecny, private Mitteilung (1972)

[La 61] J.A. Ladd, J.M. Kennedy, CREL-1063 (1961), Chalk River

[Le 72] T. Ledergerber, H.C. Pauli, Phys. Lett. 39 B (1972) 307

[Man 68a] N.F. Mangelson, B.G. Harvey, N.K. Glendenning, Nucl.Phys. A 117 (1968) 161

[Man 68 b] N.F. Mangelson, B.G. Harvey, N.K. Glendenning, Nucl.Phys. A 119 (1968) 79

[Ma 73a] J. Maruhn, W. Greiner, P. Lichtner, D. Drechsel, IAEA Third Symp. Phys. and Chem. of Fission, Rochester (1973), Paper SM-174/102

[Ma 73 b] J. Maruhn, W. Greiner, Preprint (Dez. 1973)

[Me 66] W.D. Meyers, W.J. Swiatecki, Nucl.Phys. 81 (1966) 1

[Mi 72] J.C.D. Milton, J.S. Fraser, H.J. Specht, Journ. de Physique 33 (1972) C5-I-15

[Mø 70] P. Möller, S.G. Nilsson, Phys. Lett. 31B (1970) 283

[Mø 72] P. Möller, Nucl.Phys. A 192 (1972) 529

[Mo 72] L.G. Moretto, Nucl.Phys. A 180 (1972) 337, Nucl. Phys. A 182 (1972) 641

[Mos 71] U. Mosel, H.W. Schmitt, Phys. Rev. C 4 (1971) 2185

[Mü 73] R. Müller, Dissertation, TU München (1973)

[Mu 73] M.G. Mustafa, U. Mosel, H.W. Schmitt, Phys. Rev. C 7 (1973) 1519

[Ni 73] S.G. Nilsson, private Mitteilung an H.J. Specht

[Nix 65] J.R. Nix, W.J. Swiatecki, Nucl.Phys. 71 (1965) 1

[No 59] J.A. Northrop, R.H. Stokes, K. Boyer, Phys. Rev. 115 (1277)

[Nor 70] L.C. Northcliffe, R.F. Schilling, Nuclear Data Tables, Vol. 7 (1970), No 3-4

[Pas 71] W.V. Pashcevich, Nucl. Phys. A 169 (1971) 275

[Pa 71] H.C. Pauli, T. Ledergerber, M. Brack, Phys. Lett. 34 B (1971) 264

[Pa 73] H.C. Pauli, Phys. Reports 7 C (1973), No. 2
H.C. Pauli, T. Ledergerber, Nucl.Phys. A 207 (1973) 1

[Pe 71] D.G. Perry, A.W. Fairhall, Phys.Rev. C 4 (1971) 977

[Sa 64] G.R. Satchler, Nucl. Phys. 55 (1964) 1

[Sa 68] G.R. Satchler, Angular Momentum, Clarendon Press, Oxford 1968

[Sch 65] H.W. Schmitt, W.E. Kiker, C.W. Williams, Phys. Rev. 137 (1965) B 837

[Sch 69] H.W. Schmitt, Proc. Sec. IAEA Symp. on Phys. and Chem. of Fission, Vienna (1969) 67

[Sch 73] H.W. Schmitt, M.G. Mustafa, IAEA Third Symp. Phys. and Chem. of Fission, Rochester (973), Paper SM-174/73

[Sp 70] H.J. Specht, Habilitationsschrift, München 1970

[Sp 73] H.J. Specht, International Conference on Nucl. Phys., München 1973

[St 69] V.M. Strutinskii, Nucl.Phys. A 95 (1967) 420

[St 68] V.M. Strutinskii, Nucl. Phys. A 122 (1968) 1
V.M. Strutinskii, S. Bjornholm, Proc. Symp. on Nuclear Structure, Dubna (1968) 431

[Ts 72] C.F. Tsang, J.B. Wilhelmy, Nucl.Phys. A 184 (1972) 417

[Wo 68] K.L. Wolf, R. Vandenbosch, W.D. Lovehand, Phys. Rev. 170 (1968) 1059

Lebenslauf

1. November 1943	geboren in Waldmünchen, Oberpfalz, als zweites von drei Kindern des Amtsgerichtsrates Dr. Josef Weber und seiner Ehefrau Anna, geb. Peterschik
September 1949	Volksschule in Waldmünchen
September 1954	Humanistisches Gymnasium in Cham,Oberpfalz
Juli 1963	Abitur
Oktober 1963	Wehrdienst
November 1965	Beginn des Studiums der Physik an der Ludwig-Maximilians-Universität München
November 1967	Vordiplom in Physik in München
September 1970	Hauptdiplom in Physik in München Thema der Diplomarbeit in der Abteilung Kernphysik, Lehrstuhl Prof. Dr.S.Skorka: "Messungen zur Energieeichung des Münchener MP-Tandems"
Oktober 1970	Angestellter am Lehrstuhl Prof.Dr.S.Skorka
Mai 1971	Beginn der Promotionsarbeit in der Abteilung Kernphysik, Lehrstuhl Prof. Dr. S. Skorka
Dezember 1973	Abschluss der Promotionsarbeit mit dem Thema: "Symmetrische und asymmetrische Spaltung von Radium- und Actinium-Isotopen"

Mir wurde in Los Alamos, New Mexico, USA, bei Dr.J. Wilhelmy ein Postdoctoral-Stipendium zur Verfügung gestellt. Ich beabsichtige,im Januar 1974 dort auf dem bisherigen Gebiet der Kernspaltung weiterzuarbeiten.

Josef Weber